

Génération d'harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma

Cédric Thaury

▶ **To cite this version:**

Cédric Thaury. Génération d'harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨tel-00335261v3⟩

HAL Id: tel-00335261

https://theses.hal.science/tel-00335261v3

Submitted on 5 Nov 2008

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.



HAL Authorization

Thèse présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 11

par

Cédric Thaury

Génération d'harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma

Soutenue le 24 septembre 2008 devant le jury composé de :

Alain Aspect	Président
Alfred Maquet	Rapporteur
Antoine Rousse	Rapporteur
Patrick Audebert	
Éric Constant	
Paul Corkum	
Philippe Martin	Directeur de thèse

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Service des Photons, Atomes et Molécules au CEA de Saclay. Je remercie Didier Normand et Cécile Reynaud pour m'avoir donné l'opportunité d'y travailler.

Je remercie également chaleureusement mon directeur de thèse Philippe Martin pour m'avoir accueilli dans le groupe Physique à Haute Intensité.

Durant ces trois années, Fabien Quéré mon responsable de thèse, m'a laissé une grande liberté de travail, tout en étant toujours disponible pour répondre à mes questions. Ce fut un plaisir de travailler avec lui et je lui suis infiniment reconnaissant pour tout ce qu'il m'a apporté, tant sur le plan humain que scientifique.

Je remercie Alain Aspect pour l'intérêt qu'il a témoigné à ce travail en acceptant la présidence du jury de thèse. Ma gratitude va également à Alfred Maquet et à Antoine Rousse qui ont attentivement examiné mon manuscrit, ainsi qu'à Patrick Audebert, Eric Constant et Paul Corkum qui ont accepté de faire partie de ce jury.

Je remercie vivement l'ensemble des membres du groupe PHI : Tiberio Ceccotti, Sandrine Dobosz, Gilles Doumy, Hervé George, Hervé Lagadec, Anna Levy et Pascal Monot, pour l'excellente ambiance qu'ils font régner dans ce groupe et l'aide qu'ils m'ont apportée au cours de cette thèse.

Je remercie chaleureusement Jean Paul Geindre pour sa contribution déterminante à l'identification théorique de l'émission cohérente de sillage et pour les discussions extrêmement stimulantes qu'il a lancées.

Je souhaite également témoigner toute ma reconnaissance à Michel Bougeard, pour l'apport essentiel qu'il nous a apporté lors de la conception des expériences.

Le laser étant un paramètre expérimental déterminant, je suis très redevable à Pascal D'Oliveira, Mickael Lelek, Horia Popescu, Fabrice Reau et Benjamin Peyronneaud, pour la qualité de faisceau qu'ils ont assurée durant les quatre séries d'expériences que nous avons menées sur le laser UHI. Je remercie aussi David Garzella, Olivier Gobert, Jean-François Hergott, Fabien Lepetit et Michel Perdrix, pour leur aide et leur disponibilité lors de l'expérience réalisée au début de cette thèse sur le laser LUCA.

Je remercie Guy Bonnaud, pour avoir mis à notre disposition le code EUTERPE et pour m'avoir aidé à y insérer des modifications mineures. Je remercie également Eric Lefebvre pour avoir mis à notre disposition le code CALDER, ainsi que Rachel Nuter pour nous avoir aidés à l'utiliser.

Deux séries d'expériences distinctes m'ont amené à collaborer avec Robin Marjoribanks puis avec Rolf Loch. Je les remercie pour les échanges très enrichissants, que ces

collaborations ont suscités.

Je remercie Eric Caprin, André Fillon, Didier Guyader et Gilles Le Chevalier, grâce auxquels les expériences ont pu se faire dans de bonnes conditions.

Je remercie enfin Jacqueline Bandura et Véronique Gereczy pour leur aide dans les démarches administratives.

TABLE DES MATIÈRES

partie I Prérequis 5

1. Introduction à l'interaction laser-plasma . . . 9
1.1 Notion de miroir plasma . . . 9
1.1.1 Fréquence plasma . . . 9
1.1.2 Propagation d'une onde électromagnétique . . . 10
1.1.3 Miroir plasma . . . 11
1.2 Électrons de Brunel . . . 13
1.2.1 Cas d'une marche de densité . . . 13
1.2.2 Cas d'un profil de densité exponentiel . . . 16
1.3 Sources électromagnétiques dans un plasma sur-critique . . . 18
1.3.1 Équation d'onde du potentiel vecteur et courants retardés . . . 18
1.3.2 Sources électromagnétiques . . . 19
1.3.3 Effet Doppler . . . 20

2. Harmoniques et impulsions attosecondes . . . 23
2.1 Domaine temporel et domaine spectral . . . 23
2.2 Dérive de fréquence attoseconde . . . 25
2.3 Dérive de fréquence femtoseconde . . . 25

3. Moyens expérimentaux et numériques . . . 29
3.1 Moyens expérimentaux . . . 29
3.1.1 Les lasers UHI et LUCA . . . 29
3.1.2 Amélioration du contraste temporel . . . 31
3.2 Codes particulaires . . . 33
3.2.1 Principe . . . 33
3.2.2 Les codes utilisés . . . 34

4. État de l'art et objectifs . . . 37
4.1 Bref historique de la génération d'harmoniques sur cible solide . . . 37
4.1.1 Premières observations et premiers modèles . . . 37
4.1.2 Apparition des lasers femtosecondes . . . 38
4.1.3 Le modèle du miroir oscillant . . . 39
4.1.4 Observations récentes . . . 39
4.2 Objectifs . . . 40

partie II Mécanismes de génération 43

5. Émission cohérente de sillage . . . 47
5.1 Formation des pics de densité électronique . . . 48
5.1.1 Vitesse de retour dans le plasma . . . 48
5.1.2 Croisements de trajectoires . . . 49
5.1.3 Propagation de pics de densité d'électrons énergétiques . . . 51
5.1.4 Direction de propagation . . . 53
5.1.5 Influence de l'angle d'incidence . . . 54
5.1.6 Conclusion sur la formation des pics de densité électronique . . . 55
5.2 Excitation d'oscillations plasmas . . . 56
5.2.1 Excitation d'oscillations plasmas par des paquets d'électrons . . . 56
5.2.2 Incidence oblique : propagation d'une nappe d'électrons . . . 60
5.2.3 Direction d'oscillation des électrons thermiques . . . 62
5.3 Émission d'impulsions attosecondes . . . 64
5.3.1 Localisation de la source . . . 65
5.3.2 Étude analytique . . . 66
5.3.3 Couplage onde plasma - onde électromagnétique . . . 69
5.4 Étude paramétrique . . . 72
5.4.1 Éclairement laser . . . 72
5.4.2 Caractéristiques du gradient de densité . . . 73
5.4.3 Angle d'incidence . . . 75
5.5 L'émission cohérente de sillage dans tous ses états . . . 76
5.5.1 Émission en face arrière . . . 76
5.5.2 Un mécanisme universel? . . . 78

6. Harmoniques relativistes . . . 83
6.1 Le modèle du miroir oscillant . . . 83
6.1.1 Réflexion sur un miroir mobile . . . 83
6.1.2 Modèle du miroir oscillant . . . 85
6.1.3 Derniers développements théoriques . . . 87
6.1.4 Confrontation du modèle aux simulations numériques . . . 90
6.2 Une autre approche de la génération d'harmoniques relativistes . . . 92
6.2.1 Émission d'impulsions attosecondes et effet Brunel . . . 93
6.2.2 Instants d'émissions . . . 94
6.2.3 Durée d'émission . . . 97
6.3 Étude paramétrique . . . 98
6.3.1 Éclairement laser . . . 98
6.3.2 Longueur de gradient . . . 99
6.3.3 Angle d'incidence . . . 100
6.3.4 Comparaison harmoniques relativistes / harmoniques de sillage . . . 101
6.4 Un modèle prédictif? . . . 101
6.4.1 Fréquence de coupure . . . 102
6.4.2 Efficacité de génération . . . 103

partie III Propriétés de la source 105

7. Dispositifs expérimentaux . . . 109
7.1 Mesures spectrales . . . 109
7.2 Mesures spatiales . . . 110

8. Identification des deux mécanismes . . . 115
8.1 Fréquence de coupure . . . 115
8.2 Dépendance en éclairement . . . 117

9. Phase des harmoniques . . . 123
9.1 Mise en évidence de la phase . . . 123
9.1.1 Phase spectrale . . . 123
9.1.2 Phase spatiale . . . 128
9.2 Origine de la dépendance en éclairement de la phase harmonique . . . 131
9.2.1 Harmoniques de sillage . . . 131
9.2.2 Harmoniques relativistes . . . 135
9.3 Cohérence mutuelle et mesure de la phase harmonique . . . 137
9.3.1 Cohérence mutuelle . . . 137
9.3.2 Mesure expérimentale de la phase . . . 143
9.4 Conclusion sur la phase des harmoniques . . . 146

10. Vers une caractérisation temporelle des impulsions attosecondes . . . 147
10.1 Dérive de fréquence attoseconde de l'émission cohérente de sillage . . . 147
10.2 Premiers pas vers une autocorrelation . . . 148
10.2.1 Principe . . . 148
10.2.2 Tentative d'ionisation à deux photons de l'hélium . . . 150

Annexe 155

A. Conditions des simulations numériques . . . 157

B. Influence de la forme du gradient sur l'émission cohérente de sillage . . . 159

C. Principales publications . . . 161

Liste des figures . . . 181

Bibliographie . . . 185

INTRODUCTION

Dès leur découverte en 1895 par W. C. Röntgen [1] et leur application immédiate à la radiographie, les rayons X suscitèrent un engouement extraordinaire. Leur utilisation ne se limita pas à des usages médicaux, ils furent en effet exploités dans les fêtes foraines pour créer des attractions originales ou dans les grands magasins pour vérifier l'adaptation des chaussures aux pieds des clients. Depuis, l'enthousiasme du grand public est retombé et suite à la mise en évidence des dangers de l'exposition à ces rayons, leur usage en médecine est devenu beaucoup plus raisonné. L'intérêt de la communauté scientifique pour les rayons X ne s'est pour sa part jamais démenti et il reste encore extrêmement vif à l'heure actuelle.

Cet engouement exceptionnel se développa en raison des propriétés fascinantes de ce « nouveau type de rayonnement » qui, comme nous le savons aujourd'hui, proviennent des énergies élevées des photons X ($100eV \lesssim \hbar\omega \lesssim 100keV$). C'est en particulier grâce à cette énergie, qu'ils peuvent traverser les tissus mous sans être absorbés, et ainsi être utilisés pour réaliser des radiographies. En raison de leurs courtes longueurs d'ondes ($0.01nm \lesssim \lambda \lesssim 10nm$) qui sont de l'ordre de grandeur des distances inter-atomiques, ils sont diffractés par la matière condensée. Il suffit donc d'analyser les figures de diffraction résultant de l'interaction d'un faisceau X avec une substance donnée (molécule cristallisée, métaux, semi-conducteurs...), pour obtenir des informations sur sa structure cristallographique, c'est le principe de la diffraction X [2]. Une autre application très importante est la spectroscopie X [3]. Dans ce cas, on exploite la capacité des photons X à exciter des électrons depuis un niveau du cœur d'un atome vers le continuum. Comme les énergies de transition sont propres à chaque espèce atomique, en mesurant par exemple l'absorption du faisceau X à différentes fréquences, ou le spectre émis par fluorescence lorsque les électrons se désexcitent, on peut analyser finement l'échantillon irradié.

Ces différentes techniques ont permis des avancées majeures et continuent à être des outils essentiels, dans des domaines très variés allant de la biologie à la physique des matériaux. Mais cet usage est généralement limité à des mesures statiques ou à l'étude de dynamiques relativement lentes. Pour exploiter pleinement le potentiel de ces méthodes et suivre la dynamique des phénomènes étudiés (changements de structure moléculaire, transitions électroniques, etc...), il est nécessaire de disposer d'impulsions de durées de l'ordre ou même inférieures à la femtoseconde ($1fs = 10^{-15}s$). En concentrant l'énergie sur une durée extrêmement courte, plus courte que le temps mis par le rayonnement pour endommager la matière, ces impulsions devraient également permettre d'étudier la structure de molécules isolées (non cristallisées) [4]. Ce type d'expérience nécessite en effet l'utilisation de faisceaux beaucoup plus énergétiques que dans le cas des cristaux, où le signal est intégré sur un grand nombre de molécules.

Depuis une dizaine d'années, plusieurs sources d'impulsions femtosecondes ou même

attosecondes ($1as = 10^{-18}s$) ont été développées, dans le domaine des rayons X ou de l'extrême ultraviolet XUV ($10eV \lesssim \hbar\omega \lesssim 100eV$) [5].

Les premières impulsions de ce type furent obtenues en focalisant des lasers femtosecondes intenses, sur des cibles solides. Dans ce cas, le laser forme un plasma et accélère des électrons à sa surface. Ces derniers arrachent de nouveaux électrons du cœur des atomes dans la partie froide de la cible, qui en se désexcitant fluorescent des rayons X, c'est l'émission $K\alpha$ [6]. Ce rayonnement est incohérent mais il est potentiellement bref puisque sa durée est largement déterminée par celle de l'impulsion laser. Ainsi, cette source a permis de réaliser la première expérience de diffraction X avec une résolution femtoseconde [7].

Les lasers X à électrons libres (XFEL) qui sont basés sur le rayonnement synchrotron dans un onduleur, devraient permettre dans les prochaines années de générer des rayons X aux caractéristiques véritablement exceptionnelles avec un nombre de photons important, des énergies de photons élevées, des durées extrêmement courtes (fs voire as) et une bonne cohérence [8]. La génération actuelle de lasers à électrons libres permet d'ores et déjà de produire des impulsions femtosecondes intenses et cohérentes de le domaine de l'extrême ultraviolet. Ces impulsions été récemment utilisées pour démontrer la faisabilité de la diffraction X d'objets individuels [9]. Grâce à leur cohérence, elles ont également permis de réaliser la première expérience d'holographie X femtoseconde [10]. Avec la prochaine mise en service des XFEL, ces différentes techniques pourront être généralisées au domaine des X, ce qui devrait permettre un développement important des applications des impulsions X ultracourtes Mais le coût extrêmement élevé de ces installations de très grande échelle, rend nécessaire le développement de sources plus compactes qui puissent être à disposition d'une très large communauté de scientifiques.

Une des alternatives les plus prometteuses aux lasers à électrons libres est la génération d'harmoniques d'ordres élevés d'un laser. Jusqu'à présent, ce phénomène a été essentiellement étudié dans le contexte de l'interaction d'un laser avec un gaz [11]. Dans ce cas, les harmoniques sont dues à la réponse fortement non linéaire des atomes du gaz : un électron soumis à un champ intense peut être arraché à son atome, effectuer des oscillations dans le champ, gagner ainsi de l'énergie cinétique et se recombiner sur l'ion parent en émettant des photons avec des énergies comprises entre quelques eV et quelques centaines d'eV [12]. En raison de l'étendu du spectre produit, et parce que les différentes fréquences sont quasiment toutes générées en phase, cette émission est associée dans le domaine temporel à des impulsions attosecondes. Ces dernières sont générées sous la forme d'un train lorsque l'émission est périodique [13, 14], ou sous la forme d'une impulsion isolée lorsque l'émission dure moins d'un cycle laser [15, 16]. Précisons que ce phénomène est à ce jour, la seule source d'impulsions attosecondes dont les durées ont été mesurées expérimentalement. Depuis le début des années 2000, cette source à été utilisées dans diverses expériences d'applications. Elle a par exemple permis de suivre les dynamiques, de l'effet Auger [17], de la photoémission à la surface d'un solide [18], ou de l'ionisation tunnel d'atomes dans un champ laser intense [19]. Grâce à leur durée extrêmement courte, les impulsions générées ont également pu être exploitées pour réaliser des expériences d'optique XUV non-linéaire [20, 21]. Mais le processus de recollision des électrons avec leur ion, qui est à la base de la génération d'harmoniques dans les gaz, n'est possible que tant que l'éclairement laser reste relativement modéré ($I \lesssim 10^{15} W cm^{-2}$). Ainsi, malgré des efforts importants, l'énergie maximale

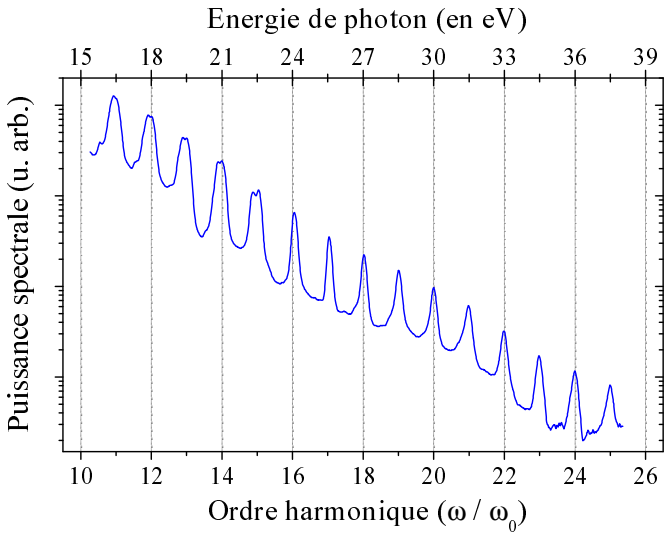


Fig. 0.1: Spectre typique d'harmoniques d'ordres élevés générées sur miroir plasma.

convertie dans l'XUV n'a jusqu'à présent jamais dépassé quelques microjoules [22, 23]. Ce faible niveau d'énergie freine actuellement le développement d'applications de type pompe/sonde.

Cette limite pourrait être dépassée en générant des harmoniques d'ordres élevées, non plus dans un gaz, mais sur un miroir plasma. Lorsque une impulsion laser femtoseconde intense est focalisée sur une cible solide, elle forme un plasma dense qui a à peine le temps de s'étendre au cours de l'interaction, et qui réfléchit l'essentiel de l'impulsion incidente en se comportant comme un miroir de qualité optique. Si l'éclairement laser est suffisamment élevé, des harmoniques sont générées durant la réflexion (voir la figure 0.1). Pour des éclairements laser modestes ($I \gtrsim 10^{16} W cm^{-2}$), cette émission est associée à des oscillations plasmas électroniques, excitées dans le gradient de densité à la surface du plasma par des électrons énergétiques qui le traversent périodiquement, après avoir été accélérés par le laser [24]. Lorsque l'éclairement augmente et dépasse $10^{18-19} W cm^{-2}$, un second mécanisme intervient et domine progressivement le signal X/XUV : l'émission relativiste. Dans ce cas, la génération d'harmoniques est due à l'effet Doppler périodique subit par le laser au moment où il se réfléchit sur la surface du plasma, qu'il fait lui-même osciller [25]. Comme les miroirs plasmas peuvent supporter des éclairements arbitrairement élevés, il n'existe pas de limite connue sur la quantité d'énergie pouvant être convertie en photons X ou XUV. Ainsi, les miroirs plasmas devraient permettre d'exploiter pleinement le potentiel des lasers les plus puissants, pour générer des faisceaux intenses d'harmoniques dans le domaine des X [26], et des impulsions de durées potentiellement sub-attosecondes [27].

Mais cette source n'a pas encore atteint la maturité de celles que nous avons présentées précédemment. Les mécanismes de génération et les propriétés de l'émission sont en effet encore mal connus. De plus, lors des premières observations expérimentales, les qualités spatiales du faisceau harmoniques étaient médiocres [28, 29] et certains résultats laissaient penser que l'émission était incohérente [30]. Ceci, associé à un taux de répétition faible ($\lesssim 1 Hz$), fait que cette source n'a pas encore pu être utilisée pour réaliser des expériences d'application.

Durant cette thèse, nous avons essayé d'identifier, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, les différents mécanismes impliqués dans l'émission d'harmoniques sur miroir plasma, ainsi que leurs principales propriétés. Ce manuscrit se décompose en trois parties. Dans la première nous introduisons un certain nombre d'outils et de concepts indispensables à l'étude de l'émission d'harmoniques sur miroir plasma. La seconde est consacrée à la présentation théorique des deux mécanismes que nous avons mis en évidence expérimentalement. Enfin, la dernière partie est une étude essentiellement expérimentale des propriétés des harmoniques générées. Cette étude nous permettra de montrer qu'en contrôlant les conditions plasmas, il est possible de produire des faisceaux XUV très bien collimatés et cohérents. Ainsi cette source pourrait être utilisée pour réaliser des expériences d'application.

Première partie

PRÉREQUIS

RÉSUMÉ

Dans cette partie, nous introduisons un certain nombre d'outils et de concepts indispensables pour décrire la génération d'harmoniques sur miroir plasma.

Le premier chapitre est une étude générale de l'interaction laser-plasma. Nous commençons par définir ce que nous entendons par miroir plasma. Nous présentons ensuite le modèle introduit par Brunel pour décrire le mouvement des électrons situés initialement à la surface du plasma et soumis à un champ électrique non relativiste perpendiculaire à cette surface. Nous terminons ce chapitre en montrant comment les courant électroniques dans un plasma interagissant avec un laser intense, peuvent générer de nouvelles fréquences.

Dans le second chapitre, nous discutons le lien entre spectre d'harmoniques et train d'impulsions attosecondes. Nous introduisons également les notions de dérives de fréquence attoseconde et femtoseconde. Ces différentes notions seront largement utilisées dans la suite de ce manuscrit, en particulier dans la troisième et dernière partie.

Le troisième chapitre est consacré à la description des moyens expérimentaux et de simulations numériques que nous avons utilisés. Nous y discutons également de l'amélioration du contraste temporel de l'impulsion laser, étape indispensable pour pouvoir générer des harmoniques.

Enfin dans le quatrième et dernier chapitre de cette partie, nous présentons un bref historique de la génération d'harmoniques sur cible solide. Cette revue de l'état de l'art fait émerger un certain nombre de questions auxquelles nous tenterons de répondre dans la suite de ce manuscrit.

1. INTRODUCTION À L'INTERACTION LASER-PLASMA

Ce chapitre débute par une courte introduction aux plasmas créés lors de l'interaction d'un laser intense avec une cible solide. Ces principaux objectifs sont d'expliquer comment de tels plasmas se forment et peuvent se comporter comme des miroirs. Nous étudierons ensuite l'effet Brunel, un processus qui joue un rôle très important lors de la génération d'harmoniques. Enfin nous montrerons comment le plasma peut émettre des ondes électromagnétiques.

1.1 Notion de miroir plasma

En focalisant une impulsion laser térawatt sur une cible solide, il est possible d'obtenir au foyer un champ électrique dont l'amplitude est sensiblement supérieure à celle du champ de Coulomb vu par les électrons des couches externes des atomes de la cible. A titre d'exemple, le champ vu par un électron sur la première orbite de Bohr d'un atome d'hydrogène, $E_a = e/\left(4\pi\epsilon_0 r_b^2\right) = 5.1 \times 10^9 V cm^{-1}$, correspond à un éclairement laser $I = \epsilon_0 c E_a^2/2 = 3.4 \times 10^{16} W cm^{-2}$. Ainsi, lorsqu'une cible solide est exposée à un éclairement $I \gg 10^{16} W cm^{-2}$, sa surface est quasi-instantanément ionisée et transformée en un plasma. L'essentiel de l'impulsion interagit alors avec le plasma qui s'est formé durant son front montant.

Dans cette section, nous introduisons tout d'abord la notion de pulsation plasma, puis nous nous intéressons à la propagation d'un laser dans un plasma et nous montrons comment ce dernier peut se comporter comme un miroir pour le champ électromagnétique.

1.1.1 Fréquence plasma

Considérons un plasma neutre, mono-dimensionnel et initialement homogène. Si l'on perturbe son équilibre en déplaçant les électrons situés en x_0 d'une quantité ξ_0, les ions qui sont plus lourds ne bougent quasiment pas mais rappellent les électrons par l'intermédiaire de la force de Coulomb. En intégrant l'équation de Poisson entre $-\infty$ et $x(t) = x_0 + \xi(t)$ (avec $\xi(0^+) = \xi_0$) et en supposant que les électrons ne se croisent pas on obtient,

$$E(x,t) = \frac{n_e e}{\epsilon_0}\xi, \tag{1.1}$$

où n_e est la densité électronique, e la charge électronique et ϵ_0 la constante diélectrique du vide. Par suite, l'équation du mouvement des électrons s'écrit

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\frac{e}{m_e}E = -\omega_p^2\xi, \tag{1.2}$$

où m_e est la masse d'un électron et ω_p la fréquence plasma définie par

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}. \tag{1.3}$$

Ainsi ces équations montrent que sous l'effet d'une perturbation les électrons se mettent naturellement à osciller à la fréquence plasma. Ces modes du plasma sont appelés des oscillations plasmas électroniques.

1.1.2 Propagation d'une onde électromagnétique

Intéressons nous maintenant à l'interaction d'une onde électromagnétique de pulsation ω et d'amplitude E_0, avec un plasma de densité $n_e(x) = n_0\Theta(x)$ où $\Theta(x)$ est la fonction de Heaviside. Par soucis de simplicité considérons simplement un champ alternatif selon $\mathbf{e_x}$[1]. D'après l'équation du mouvement, le premier électron éjecté hors du plasma est tiré sur une distance $x_0 = -eE_0/m\omega^2$. Par suite, en utilisant l'équation locale de Maxwell $\partial_x E_x = -n_0 e/\epsilon_0$, on peut évaluer la densité d'électrons nécessaire pour écranter le champ à la surface du plasma :

$$\int_0^{x_0} dE_x = E_0 = (-n_0 e/\epsilon_0) \int_0^{x_0} dx = -n_0 e^2 E_0/\epsilon_0 m\omega^2.$$

La densité n_0 qui vérifie cette égalité est appelée la densité critique et est notée n_c. Elle s'exprime facilement comme une fonction de la longueur d'onde λ :

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \approx 1.11 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda}{\mu m}\right)^{-2} cm^{-3}. \tag{1.4}$$

On peut observer, en comparant les équations 1.3 et 1.4, que dans un plasma tel que $n_e = n_c(\omega)$ (plasma critique), la fréquence propre du plasma est égale à la fréquence de l'onde considérée, $\omega_p = \omega$. Un plasma ne peut donc écranter un champ à ω que si $\omega_p > \omega$.

Nous venons de montrer que le champ est nul dans un plasma où la densité électronique n_e est supérieure à $n_c(\omega)$, ainsi un plasma sur-critique agit comme un miroir pour une onde à ω. A l'opposé, un plasma tel que $n_e < n_c(\omega)$ (plasma sous-critique) laisse cette onde se propager. Plus rigoureusement, à partir du principe fondamental de la dynamique et des équations de Maxwell, on peut établir une relation de dispersion pour onde électromagnétique dans un plasma uniforme [31] :

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2. \tag{1.5}$$

On remarque que si le plasma est sur-critique pour la fréquence considérée ($\omega_0 < \omega_{pe}$), k est imaginaire et l'onde est évanescente. Ainsi, on retrouve qu'une onde électromagnétique ne peut se propager dans un plasma sur-critique.

Jusqu'à présent nous avons étudié des plasmas uniformes, or nous allons montrer dans la prochaine sous-partie que la densité des plasmas formés lors de l'interaction

[1] Un traitement similaire peut être effectué pour la composante du champ parallèle à $\mathbf{e_y}$ si bien que cette étude peut être généralisée pour un champ électrique de polarisation quelconque.

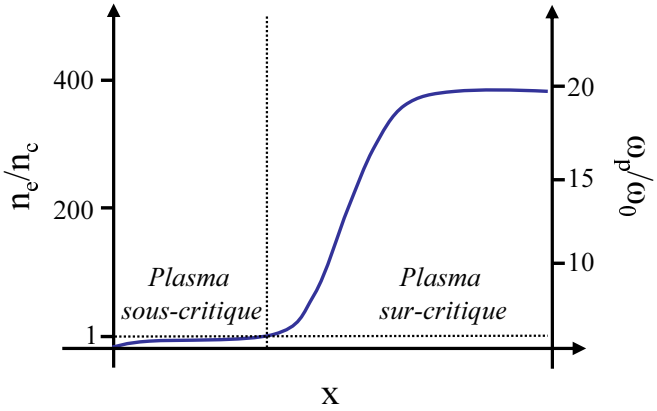


Fig. 1.1: Profil de densité schématique d'un plasma « réaliste ».

entre une cible solide et un laser, varie dans la direction de propagation du champ. Nous avons schématisé sur la figure 1.1 un plasma « plus réaliste » que la marche de densité que nous avons étudiée précédemment. Si l'on considère une onde à ω_0 pour laquelle la densité critique vaut n_c, on voit qu'un tel plasma peut se séparer qualitativement en une zone sous-critique et une zone sur-critique. L'onde peut se propager dans la partie sous-critique du plasma mais elle est réfléchie par le plasma quand elle arrive dans la zone où $n \approx n_c$. Ainsi il est commode d'introduire la notion de surface critique qui est le lieu tel que $n_e(x, y, z, t) = n_c(\omega_0)$ et qui correspond qualitativement au point où cette onde est réfléchie.

1.1.3 Miroir plasma

Maintenant que nous avons déterminé sous quelles conditions un plasma est capable de réfléchir une onde électromagnétique, nous pouvons étudier la formation d'un miroir plasma lors de l'interaction d'un laser intense avec une cible solide.

Prenons l'exemple d'une impulsion laser de durée $\tau_L = 60fs$ focalisée à $10^{17} W cm^{-2}$ sur une cible d'aluminium. La figure 1.2.a qui est issue d'une simulation hydrodynamique montre que dans ces conditions l'amplitude du champ est suffisante pour ioniser complètement les atomes d'aluminium à la surface de la cible[2]. La densité électronique est alors donnée par $n_e = Zn_i = \rho Z N_A/M$, avec Z le nombre de charge, n_i la densité ionique, N_A le nombre d'Avogadro, ρ la densité du solide et M la masse atomique. Avec $N_A = 6.02 \times 10^{23} mol^{-1}$, $\rho = 1.9\ g/cm^3$, $M = 27$ et $Z = 13$, on obtient $n_e = 5.5 \times 10^{23} cm^{-3} \approx 500 n_c$. Ainsi le plasma est largement sur-critique pour le laser et peut donc le réfléchir. On peut alors se demander si le plasma agit véritablement comme un miroir, c'est à dire en faisant une image de la source sans dégrader le front d'onde. De façon évidente il est nécessaire pour cela que la surface critique soit de bonne qualité optique mais ce n'est pas suffisant. On voit en effet sur la figure 1.1 qu'avant d'être réfléchi le laser traverse une zone de plasma sous-critique. Le laser ne se réfléchit donc pas simplement sur un plan mais traverse un milieu complexe avec lequel il interagit. Par suite, nous considérerons qu'un plasma dense forme un miroir plasma lorsque il vérifie deux conditions :

[2] La cible est ionisée par le champ et par des collisions coulombiennes électrons-ions.

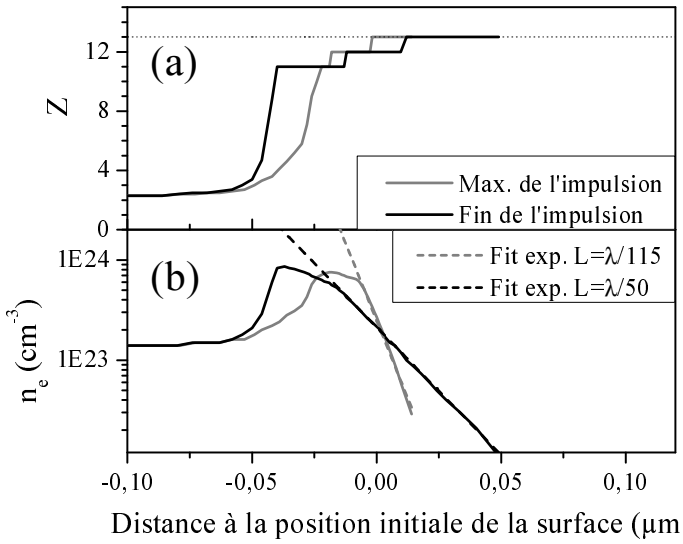


Fig. 1.2: Ionisation d'une cible d'aluminium occupant initialement le demi-espace $x < 0$. (a) État d'ionisation Z au maximum et à la fin de l'impulsion. (b) Évolution de la densité électronique en fonction de la distance à la position initiale de la cible. Les traits pointillés sont des courbes de tendance de la forme $n_e = e^{-x/L}$ avec $L = \lambda/115$ et $L = \lambda/50$. Cette simulation a été effectuée avec le code hydrodynamique MULTI-FS pour une impulsion de $60fs$ et un éclairement de $10^{17}Wcm^{-2}$ [32, 33].

- la longueur caractéristique de son gradient de densité est petite devant la longueur d'onde,
- sa surface est de bonne qualité optique au sens « RMS » (écart quadratique moyen) et « Pic To Valley » (écart de crête à crête).

Pour vérifier si le plasma formé vérifie ces propriétés, il faut estimer la distance sur laquelle le plasma s'est détendu depuis sa formation. On peut montrer [31] que cette expansion se déroule à la vitesse $c_s = (Zk_BT_e/m_i)^{1/2}$, où k_B est la constante de Boltzmann, T_e la température électronique et m_i la masse ionique. Si l'on suppose qu'elle est isotherme, on obtient un profil de densité exponentiel de longueur caractéristique $L = c_s\tau_L$ [31]. Ainsi, pour un laser de $60fs$ et une température de quelques centaines d'électronvolts, on a $c_s = 0.1 - 0.2nmfs^{-1}$ et $L = \lambda/65 - \lambda/130$ pour une longueur d'onde laser λ de $800nm$. Les courbes de tendance exponentielles de la figure 1.2.b confirment cette estimation et prouvent que pour une impulsion de cette durée, la longueur caractéristique du gradient qui se forme à la surface du plasma est petite devant la longueur d'onde laser. Ainsi en utilisant une cible de qualité optique et en supposant que cette qualité est préservée lors de l'ionisation on peut considérer que le laser forme bien un miroir plasma.

En réalité, même avec une impulsion ultracourte comme celle considérée ci-dessus, la longueur de gradient peut être bien plus grande que ce que nous venons d'estimer. En effet, les impulsions femtosecondes que l'on sait générer expérimentalement sont généralement accompagnées d'une composante de faible puissance instantanée qui s'étend sur plusieurs nanosecondes. Lorsque aucun effort particulier n'est fait pour réduire le niveau de cette composante, sa puissance est généralement six à huit ordres de grandeurs en dessous de celle de l'impulsion principale. Ceci peut sembler faible, mais

lorsque l'on considère des éclairements laser de l'ordre de $10^{18} W cm^{-2}$, l'éclairement de ce piédestal atteint $10^{12} W cm^{-2}$ ce qui est suffisant pour ioniser les cibles usuelles. Par conséquent, si l'on se contente d'un contraste temporel (rapport d'éclairement entre l'impulsion principale et le piédestal nanoseconde) de 10^6, le laser interagit avec un plasma qui s'est détendu et non pas avec un miroir plasma[3]. Expérimentalement, nous travaillerons essentiellement avec des impulsions présentant un contraste supérieur à 10^{10} (voir la partie 3.1.2), ce qui garantit, pour les éclairement considérés, que le plasma se forme effectivement durant le front de montée de l'impulsion. Nous considérerons donc dans la suite, que l'impulsion laser rencontre un miroir plasma dont la longueur de gradient est de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde.

1.2 Électrons de Brunel

Maintenant que nous avons montré comment un miroir plasma se forme, nous pouvons étudier comment il interagit avec l'impulsion laser. Nous présentons dans cette partie le principal mécanisme d'absorption de l'énergie laser par un miroir plasma en régime non-relativiste, l'effet Brunel [34]. Nous verrons plus loin que ce mécanisme joue un rôle essentiel lors de la génération d'harmoniques d'ordres élevés.

Considérons un laser intense, polarisé p (le champ électrique est parallèle au plan d'incidence), frappant un miroir plasma. Lorsque la composante du champ électrique perpendiculaire au plasma pointe vers ce dernier, $E_x > 0$, des électrons sont arrachés au plasma. Puis quand le champ commence à décroître, $d\left|E_x\right|/dt < 0$, les derniers électrons sortis sont ramenés vers le plasma par le champ électrostatique alors que d'autres sont toujours accélérés par le champ. Enfin lorsque E_x devient négatif, l'ensemble des électrons sont renvoyés dans la direction du plasma. Une fois dans le plasma sur-critique, les électrons ne voient plus le champ laser et gardent donc la vitesse qu'ils ont acquise dans le vide.

L'étude de ce phénomène est décomposée en deux parties. Nous commencerons par envisager le cas idéal d'un plasma au profil de densité infiniment raide. C'est le cas étudié par Brunel dans son article de 1987 [34]. Puis, dans un second temps, nous montrerons comment ce mécanisme est modifié lorsque l'on considère un gradient plus réaliste.

1.2.1 Cas d'une marche de densité

Débutons en examinant le cas à une dimension le plus simple où on a, pour $x \geq 0$ un conducteur parfait qui peut émettre librement des électrons, et pour $x < 0$ une région de vide où un champ électrique uniforme $\mathbf{E_{ext}} = E_0 \sin \omega_0 t \mathbf{e_x}$ est présent. Par soucis de simplicité supposons également que les particules ne peuvent pas se croiser.

Dès que E_{ext} devient non nul à $t = 0$, des électrons sortent du plasma pour maintenir un champ nul à sa surface. La k-ième particule émise à $t = t_k$ voit le champ $E(x_k) = E_{ext} + \Delta E_k$ où $\Delta E_k = -e\epsilon_0 \int_{x_k(t)}^{x_1(t)} n_e dx$ est le champ électrostatique dû aux n premières particules émises. Comme les particules ne peuvent pas se croiser, ΔE_k ne dépend pas du temps (il y a toujours le même nombre de particules devant la k-ième). On peut donc déterminer ΔE_k en utilisant le fait que le champ est écranté au niveau de la surface du

[3] Cette expansion ne se traduit pas seulement par un allongement de la zone sous-critique mais également par une déformation de la surface critique.

plasma au moment t_k où la k-ième particule sort : $E(x_k = 0) = E_{ext}(t_k) + \Delta E_k = 0$. Ainsi, on a $\Delta E_k(t) = -E_{ext}(t_k)\ \forall t$. On peut alors utiliser l'équation du mouvement $d^2x_k/dt^2 = -eE/m_e$, pour obtenir $x_k(t)$ et de $v_k(t)$:

$$v_k = \frac{eE}{m_e\omega_0}\left((\cos\omega t - \cos\omega t_k) + \omega_0(t-t_k)\sin\omega t_k\right) \quad (1.6)$$

$$x_k = \frac{eE}{m_e\omega_0^2}\left((\sin\omega t - \sin\omega t_k) - \omega_0(t-t_k)\cos\omega t_k + \frac{\omega_0^2}{2}(t-t_k)^2\sin\omega t_l\right) \quad (1.7)$$

La figure 1.3 montre un ensemble de trajectoires obtenues en utilisant ces équations. x a été normalisé par v_0/ω et v par $v_0 = eE/m\omega_0$, la vitesse d'oscillation dans le vide d'un électron voyant un champ électrique uniforme. Si l'on regarde les courbes $x(t)$ (fig. 1.3.a), on voit que plus les particules sortent tard du plasma, plus elles reviennent tôt, ce qui est cohérent avec l'hypothèse qu'il n'y a pas de croisement. On peut noter en particulier que le premier électron sorti oscille dans le champ et ne revient jamais dans le plasma. Si l'on s'intéresse maintenant aux courbes $v(t)$ (fig. 1.3.b), on remarque que la vitesse de retour des électrons dans le plasma présente un maximum ($v = 2.1$ pour $\omega_0 t_k = 0.35$ sur la figure). Afin de mettre en évidence la présence de ce maximum, on a tracé sur la figure 1.4, la vitesse des électrons au moment où ils pénètrent à nouveau le plasma, en fonction du temps. Cette figure montre clairement l'existence d'un maximum en $t = 0.94T$. Une fois dans le plasma, les électrons ne voient plus le champ et donc conservent leurs vitesses. Ainsi, les premières particules revenues dans le plasma seront rattrapées par celles qui reviennent avant $t = 0.94T$ et qui ont une vitesse plus élevée qu'elles.

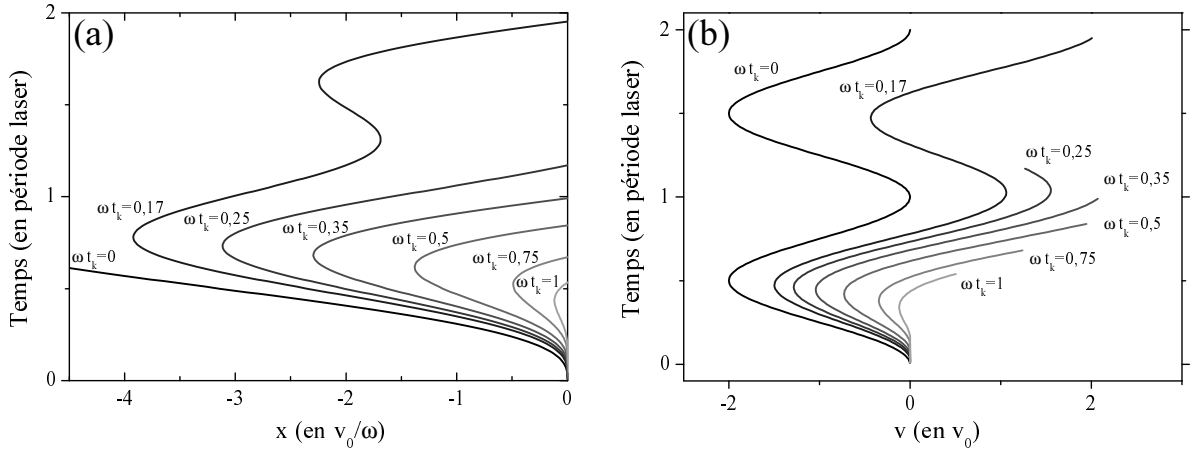


Fig. 1.3: Trajectoires des électrons de Brunel pour différents t_k. En (a) courbes $x(t)/(v_0/\omega_0)$, en (b) courbes $v(t)/v_0$. $v(t)$ n'est tracé que pour $x(t) < 0$ car les équations 1.7-1.6 n'ont du sens que dans le vide.

Ces équations ont été obtenues en faisant des hypothèses assez fortes. Nous avons, en effet, supposé que le plasma était un conducteur parfait et donc que le champ électrique était nul à l'intérieur du plasma. Bonnaud *et al.* [35] trouvent des résultats similaires, sans faire ces hypothèses. Mais leur approche, comme celle de Brunel, n'est valable que pour le premier cycle laser : les électrons qui sortent durant le second cycle peuvent en

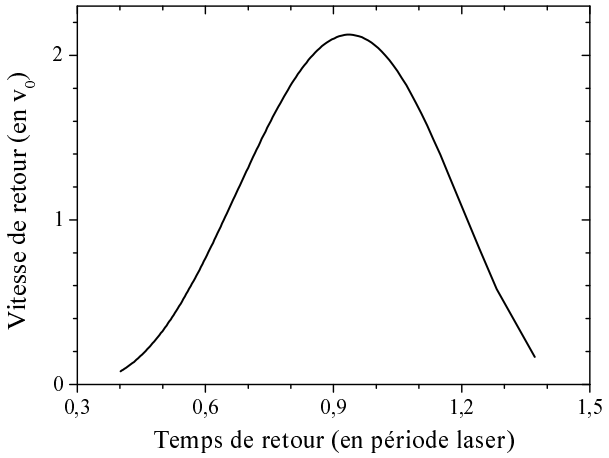


Fig. 1.4: Vitesse de retour des électrons de Brunel.

effet croiser les électrons du premier qui ne sont pas encore revenus dans le plasma. Pour confirmer les résultats précédents et aller plus loin dans l'analyse, il faut donc se tourner vers des simulations numériques (voir la section 3.2.2 pour une présentation des codes utilisés).

La figure 1.5, obtenue avec le code EUTERPE, montre des espaces des phases (x, p_x) pris à différents instants dans un cycle laser (vers le maximum de l'impulsion). La densité électronique passe en $x = 0$, de 0 à $50n_c$. Les impulsions p_x positives correspondent à des électrons qui vont vers le plasma et les impulsions négatives à des électrons qui vont vers le vide. Les ions sont immobiles (voir l'annexe A pour plus de détails sur les paramètres de la simulation).

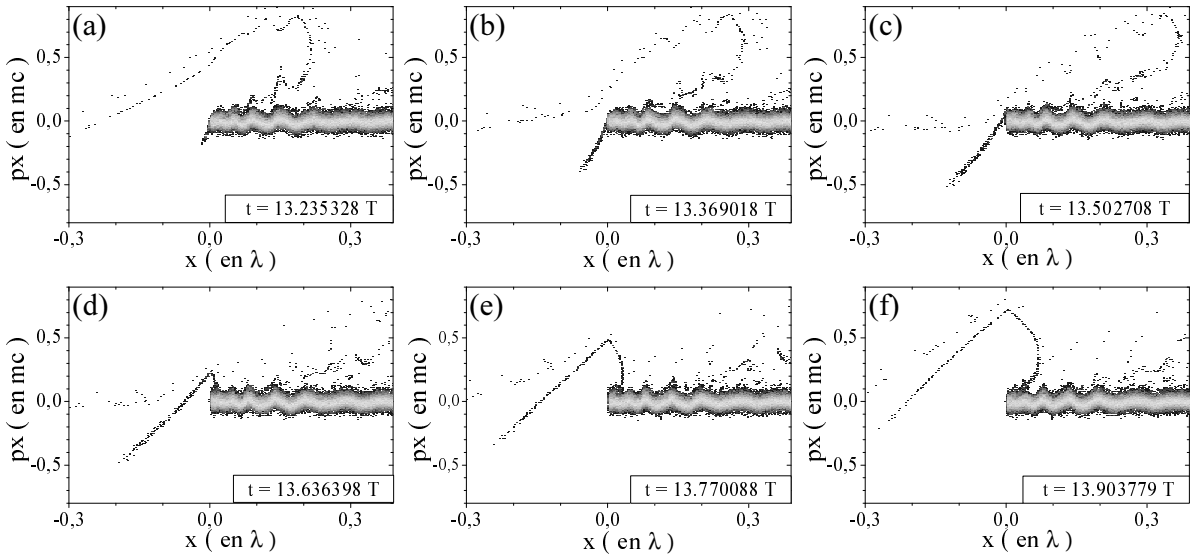


Fig. 1.5: Espaces des phases (x, p_x) des différentes étapes de « l'effet Brunel ». De (a) à (f), on peut voir l'évolution de l'espace des phases durant une fraction de cycle laser.

En (a), les premiers électrons sont arrachés au plasma en $x = 0$. En (b), on voit qu'ils sont accélérés par le champ électrique. Les électrons qui sont partis le plus loin continuent à être accélérés dans la direction du vide en (c), mais ce n'est plus le cas

pour les dernières particules sorties qui elles commencent à revenir vers le plasma (vers $x = 0$, p_x devient positif). Ceci est en accord avec la figure 1.3 où on voit que plus un électron part tard, plus il fait demi-tour tôt. Le champ laser est toujours orienté de façon à tirer les électrons vers le vide mais il a passé son maximum et donc le champ électrostatique commence à rappeler des électrons. En (d), une partie importante des électrons retournent vers le plasma. On voit comme attendu, que les particules qui reviennent plus tard ont une énergie plus importante (voir la première arche de la figure 1.4). En (e) et en (f), quasiment tous les électrons ont une vitesse positive. Dans le vide, le champ est maintenant orienté de façon à pousser les électrons vers le plasma et ils sont donc fortement accélérés à la fois par le champ électrique et par le champ de rappel électrostatique. Dans le plasma, les électrons les plus rapides ont tendance à dépasser les plus lents. Ainsi, ils se concentrent dans le temps et on observe la formation d'un pic de densité d'électrons énergétiques qui traverse le plasma. Nous verrons dans la suite que ces pics jouent un rôle important lors de la génération d'harmoniques.

1.2.2 Cas d'un profil de densité exponentiel

Dans la partie précédente, nous avons supposé que le profil de densité du plasma était une marche. Or nous verrons que même lorsque l'on considère un laser extrêmement court, il est nécessaire pour décrire la génération d'harmoniques de tenir compte du gradient de densité qui se forme à la surface du plasma. Ainsi nous envisageons dans cette section le cas d'un gradient de densité exponentiel[4].

Dans ce cas, si l'on fait à nouveau l'hypothèse qu'il n'y a pas de croisement, l'équation qui décrit le mouvement des électrons devient, pour un gradient de la forme $n_e(x) = n_0 e^{x/L}$ lorsque $x < 0$:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = v_0\omega_0 \left(-\sin\omega t + \frac{Ln_0}{E_0\epsilon_0} \left(e^{x(t)/L} - e^{x_0/L} \right) \right). \tag{1.8}$$

Avec $v_0 = eE_0/m_e\omega_0$. En intégrant numériquement cette équation avec les paramètres $v_0 = 0.2c$, $L = \lambda/50$, et les conditions initiales $x(0) = x_0$ et $x'(0) = 0$, pour différents x_0, on obtient l'ensemble de trajectoires de la figure 1.6. Ces courbes sont similaires à celles de la figure 1.3 qui présente les trajectoires en l'absence de gradient, ce qui suggère que le gradient ne modifie que très peu la physique de l'effet Brunel, en tous cas tant qu'il est suffisamment court (voir plus bas). En outre, nous avons vérifié que la forme de la courbe 1.4 représentant la vitesse de retour des électrons en fonction du temps n'est pas modifiée par la présence d'un gradient.

Poursuivons l'analyse, en utilisant à nouveau le code EUTERPE. La figure 1.7 représente, comme la figure 1.5, l'évolution dans le temps d'un espace des phases, sauf qu'ici le profil de densité est exponentiel avec $L = \lambda/50$. On voit là encore, que le comportement des électrons n'est quasiment pas modifié par l'introduction d'un gradient de densité. La principale différence est la suppression de la cassure dans la distribution des électrons énergétiques au moment où ils franchissent l'interface vide-plasma, ce qui n'est pas surprenant puisque l'on a supprimé une discontinuité. En étudiant finement les espaces des phases ont peu également voir que la longueur de gradient influe sur la distance

[4] Rappelons que c'est la forme de gradient que l'on attend dans le cas d'une expansion isotherme [31].

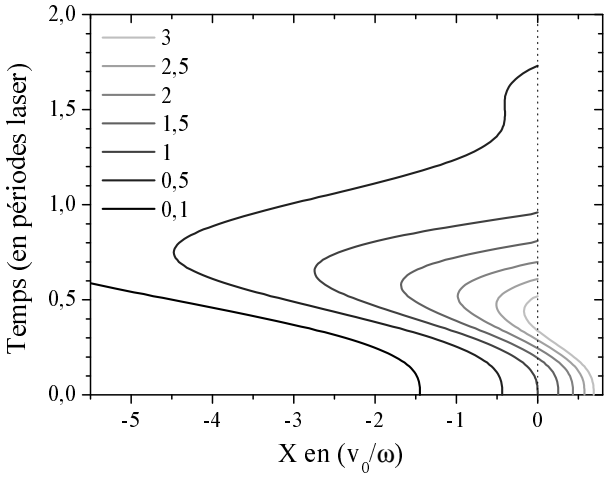


Fig. 1.6: Trajectoires des électrons de Brunel en présence d'un gradient de densité. Les différents électrons représentés proviennent de différents points du gradient correspondants à des densités allant de $0.1n_c$ à $3n_c$, où n_c est la densité critique (voir l'échelle de couleur sur le graphique). La surface critique est matérialisée par une ligne pointillée.

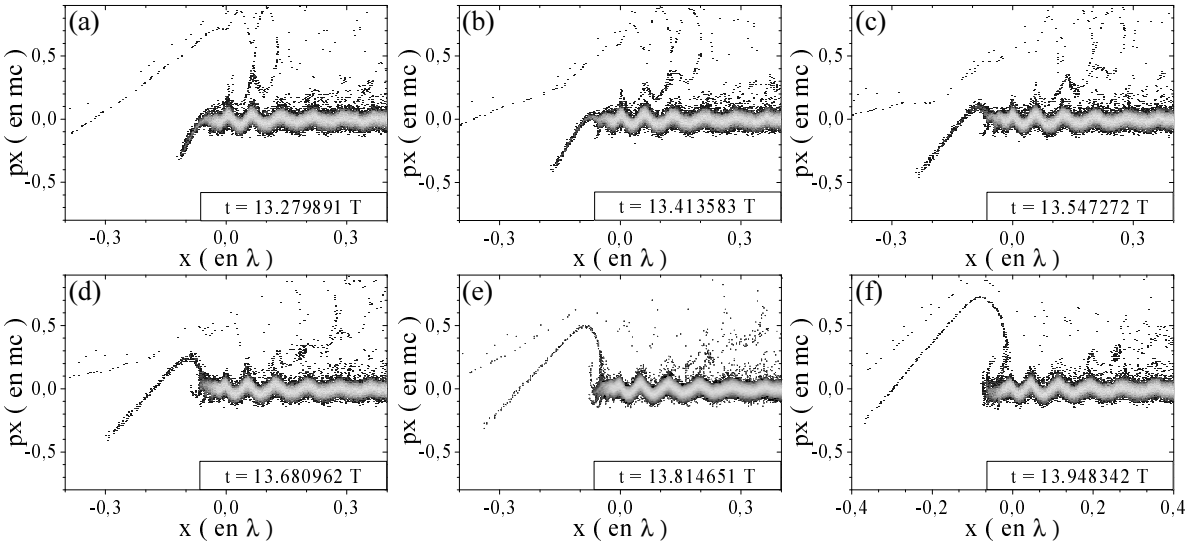


Fig. 1.7: Espaces des phases (x, p_x) montrant les différentes étapes de « l'absorption Brunel » dans le cas d'un gradient exponentiel. De (a) à (f), on peut voir l'évolution durant une fraction de cycle laser de l'espace des phases.

parcourue par les électrons dans le vide et sur leur temps de retour. Nous reviendrons sur cet effet lorsque nous étudierons les propriétés temporelles des harmoniques.

Néanmoins, tant que la longueur du gradient est petite devant λ, ces différences restent minimes, et on reste très proche du cas idéal. Ainsi, dans son article de 1987, Brunel estime que ce mécanisme est la principale source d'absorption laser tant que l'amplitude d'oscillation d'un électron libre placé dans le champ E_{ext} est grande devant la longueur caractéristique du gradient L, c'est-à-dire tant que $L \leq v_0/\omega$. Sous cette condition, la plupart des électrons passent dans la partie sur-critique du plasma, où ils ne voient plus le champ électrique, en moins d'une période laser. Ceci exclue tout

mécanisme de type absorption résonnante [36]. Les simulations numériques montrent en fait, que tant que les électrons font l'essentiel de leur excursion dans le vide, ils continuent à suivre des trajectoires dans l'espace des phases similaires à celles de la figure 1.7. En pratique, pour un éclairement de l'ordre de $10^{17} W cm^{-2}$, des électrons de Brunel seront clairement observables pour des longueurs de gradient inférieures à $\lambda/10 - \lambda/5$. Dans la suite, nous travaillerons exclusivement avec des gradients très raides ($L \lesssim \lambda/30$) et nous serons donc toujours dans des conditions où des électrons sont accélérés par un mécanisme de type effet Brunel.

1.3 Sources électromagnétiques dans un plasma sur-critique

Terminons ce chapitre consacré à l'interaction laser-plasma en montrant comment les courants électroniques dans le plasma peuvent émettre des ondes électromagnétiques.

1.3.1 Équation d'onde du potentiel vecteur et courants retardés

Dans la jauge de Coulomb définie par la condition $\bigtriangledown \cdot \mathbf{A} = 0$, on peut établir à partir des équations de Maxwell, les deux équations d'ondes suivantes pour le potentiel scalaire Φ et le potentiel vecteur $\mathbf{A}$ (voir par exemple la référence [37] pages 240-242) :

$$\bigtriangledown^2 \Phi = -\rho/\epsilon_0 \tag{1.9}$$

$$\bigtriangledown^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{J_t}, \tag{1.10}$$

où $\mathbf{J_t}$ est la composante transverse du courant, *i.e.* telle que $\bigtriangledown \cdot \mathbf{J_t} = 0$. Cette équation montre que les courants longitudinaux, c'est-à-dire ceux qui vérifient $\bigtriangledown \times \mathbf{J_l} = 0$, n'interviennent pas dans le terme source du potentiel vecteur. Ainsi les oscillations électroniques dans un plasma homogène non magnétisé ne peuvent rayonner, car les électrons qui les composent oscillent toujours parallèlement à la direction du champ électrique (voir l'équation 1.2 page 9).

Pour évaluer le champ, on doit intégrer l'équation 1.10. Ceci peut se faire formellement en utilisant une fonction de Green. Afin de simplifier cette discussion, on considère un problème a une dimension spatiale **Ox**, et on emploie la fonction de Green $1D$, $G = \Theta\left(t' - t + |x - x'|/c\right)$ [37], solution de

$$\left(\bigtriangledown^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) G(x,t;x',t') = -\mu_0 \delta(x - x')\delta(t - t'),$$

on obtient l'expression du potentiel vecteur :

$$A(x,t) = A_0(x,t) - \mu_0 \iint G(x,t;x',t') J_t(x',t') dt' dx' \tag{1.11}$$

$$= A_0(x,t) - \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{t-|x-x'|/c} J_t(x',t') dt' dx', \tag{1.12}$$

où A_0 est la solution de l'équation sans second membre qui décrit le champ incident dans le vide.

Il reste, pour obtenir une expression de $A(x,t)$, à calculer une intégrale double. Numériquement cette opération pourrait être très lourde. Mais comme on cherche seulement à déterminer le champ rayonné, on peut se contenter d'évaluer la composante E_y du champ. Étant donné que $E_y = -\partial A_y/\partial t$, ce calcul se ramène à une intégration simple sur deux demi-droites (voir la figure 1.8.a) :

$$E_y(x,t) = E_0(x,t) + \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} J_t(x', t - |x - x'|/c)dx'. \tag{1.13}$$

Ainsi, il suffit pour obtenir le champ rayonné, de déterminer les courants transverses $J_t(x,t)$ dans le plasma.

1.3.2 Sources électromagnétiques

Après ces quelques généralités, on ce concentre maintenant sur le cas de l'interaction laser-plasma dense. On considère un plasma sur-critique occupant le demi espace $x > 0$, interagissant avec un laser provenant de la zone $x < 0$, sous un angle d'incidence de θ. Pour simplifier l'étude, on se place dans le référentiel R_d animé d'une vitesse de dérive $\mathbf{v_d} = c\sin\theta\mathbf{e_y}$, où le laser arrive sur le plasma en incidence normale (vecteur d'onde selon $\mathbf{Ox}$). Dans ce référentiel, le plasma est animé d'une vitesse de dérive $-\mathbf{v_d}$ (voir [38] et la figure 3.6 page 36). Si l'on suppose que le laser est une onde plane et que l'on néglige les perturbations selon $\mathbf{Oy}$ et $\mathbf{Oz}$, il y a invariance par translation selon ces axes et l'étude se réduit à un problème à une dimension spatiale $\mathbf{Ox}$.

Le courant transverse dans R_d s'écrit simplement $\mathbf{J_t} = -e(n_e\mathbf{v_{e,\perp}} - Zn_i\mathbf{v_{i,\perp}})$, où n_e, $\mathbf{v_{e,\perp}}$, n_i, $\mathbf{v_{i,\perp}}$ sont les densités et les vitesses transverses, électroniques et ioniques et Z le nombre de charges. Si l'on suppose que les ions sont suffisamment lourds pour que l'on puisse négliger leur mouvement durant toute la durée de l'interaction, $n_i(x,t) = n_i(x,0)\ \forall t$ décrit le profil de densité initial et on a dans R_d, $\mathbf{v_{i,\perp}} = -\mathbf{v_d}\ \forall(x > 0, t)$. Poursuivons l'étude en supposant que pour $t < 0$, le potentiel vecteur est nul dans le plasma considéré comme un fluide d'électrons froids. Dans ces conditions, l'impulsion électronique transverse $\mathbf{p_{e,\perp}} = \gamma m_e\mathbf{v_{e,\perp}}$ vérifie l'équation du mouvement : $d_t(\mathbf{p_{e,\perp}} - e\mathbf{A}) = 0$, soit $\mathbf{p_{e,\perp}} = \mathbf{p^0_{e,\perp}} + e\mathbf{A}$, où $\mathbf{p^0_{e,\perp}} = -m_e c\tan\theta\mathbf{e_y}$, est l'impulsion initiale qui décrit la dérive du plasma. Finalement, en utilisant cette expression on aboutit à :

$$\mathbf{J_t} = e\left[\frac{n_e}{\gamma m_e}\mathbf{p_{e,\perp}} + Zn_i\mathbf{v_d}\right] \tag{1.14}$$

$$= ec\left[\frac{n_e}{\gamma}(\mathbf{a} - \tan\theta\mathbf{e_y}) + Zn_i\sin\theta\mathbf{e_y}\right], \tag{1.15}$$

où $\gamma = 1/\sqrt{(1-(v/c)^2}$ est le facteur de Lorentz et $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c$ le potentiel vecteur normalisé [25]. Ainsi J_t est composé de trois termes : $\mathbf{j_1} \propto (n_e/\gamma)\mathbf{a}$ le courant d'oscillation dû au champ, $\mathbf{j_2} \propto -(n_e/\gamma)\tan\theta\mathbf{e_y}$ le courant électronique de dérive et $\mathbf{j_3} \propto n_i\sin\theta\mathbf{e_y}$ le courant ionique de dérive. On peut noter qu'à $t < 0$, les courants ioniques et électroniques de dérive se compensent ($\gamma = \gamma_d = 1/\cos\theta$, $n_e = Zn_i$ et $a = 0$).

Il apparaît à ce stade que deux grandeurs peuvent introduire de nouvelles fréquences dans le terme source $\mathbf{J_t}$, la densité n_e et la facteur de Lorentz γ. Nous verrons ainsi dans le chapitre 5, qu'un des mécanismes de génération d'harmoniques d'ordres élevés est associé aux variations de n_e. Mais il serait excessif de conclure ici que les harmoniques

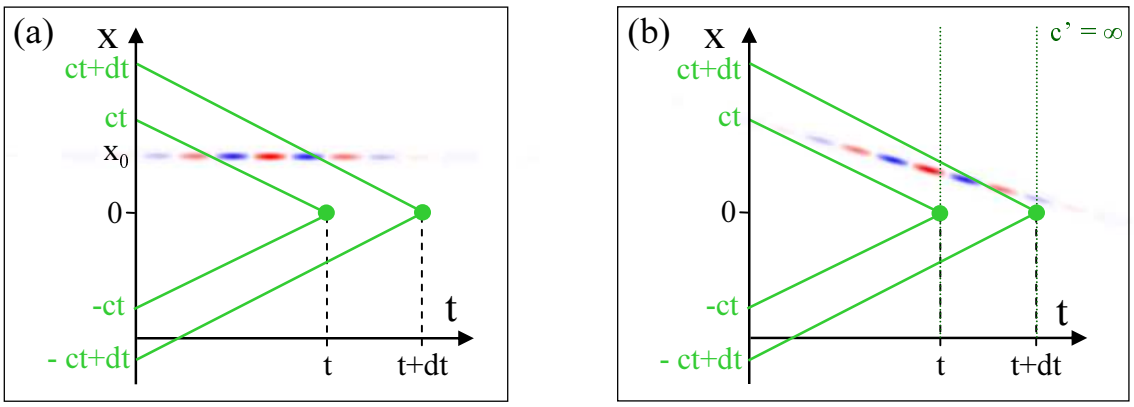


Fig. 1.8: Illustration du calcul de l'intégrale des courants retardés en $1D$. En (a) une source harmonique placée en $x = x_0$ émet pendant 3 périodes optiques. Le courant transverse associé à cette source est tracé en échelle de couleur. En (b) cette source est animée d'une vitesse de l'ordre de c. Les droites en traits continus représentent les chemins d'intégration en $(0, t)$ et $(0, t + dt)$, celles en pointillés correspondent au cas où on considère que l'information se déplace à vitesse infinie.

ne peuvent être produites que par les oscillations rapides de n_e ou de γ. L'équation 1.13 montre en effet que pour obtenir le champ rayonné il est nécessaire d'intégrer le courant, or cette opération peut également faire apparaître de nouvelles fréquences à travers l'effet Doppler.

1.3.3 Effet Doppler

La figure 1.8 illustre comment l'effet Doppler peut modifier la fréquence vue par un observateur fixe lorsque la source se déplace à vitesse relativiste. On rappelle tout d'abord que pour calculer le champ $E_y(t)$ reçu en $x = 0$, il faut intégrer le courant sur les deux demi droites de pente $\pm c$ passant par $(0, t)$. En (a), la source que l'on suppose parfaitement ponctuelle est placée en x_0. Comme elle est fixe, le signal détecté est identique au signal émis. En (b), la source a une vitesse de l'ordre de c. On observe que durant le temps dt, l'observateur en $x = 0$ voit trois oscillations complètes du champ alors qu'il n'en voyait qu'une et demie en (a) ; les deux paires de droites d'intégrations en t et $t + dt$ encadrent en effet en (b) 3 périodes optiques de la source. Ainsi le signal reçu en (b) a une fréquence deux fois plus élevée qu'en (a), c'est le principe de l'effet Doppler : un observateur immobile reçoit les signaux émis par une source de fréquence ω qui se déplace dans sa direction, à une fréquence $\omega' > \omega$.

Le décalage en fréquence associé à ce phénomène peut être facilement identifié dans les simulations particulaires. Il suffit pour cela d'augmenter artificiellement la valeur de c dans l'équation 1.13 pour annihiler les effets de propagation. Ceci est illustré sur la figure 1.8.b, où on voit qu'en considérant une vitesse infinie, on arrive à réduire la fréquence du champ détecté. On peut noter que si la source est immobile (voir le panneau a) la fréquence mesurée reste la même quelque soit la valeur de c retenue. Ainsi en comparant les spectres obtenus en utilisant des droites d'intégration de pentes différentes, il est possible de mettre en évidence l'influence de l'effet Doppler sur l'émission. Nous verrons ainsi dans le chapitre 6, que cet effet joue un rôle essentiel lors

de la génération d'harmoniques d'ordres élevés en régime relativiste.

2. HARMONIQUES ET IMPULSIONS ATTOSECONDES

Nous venons d'expliquer comment, en focalisant une impulsion laser ultracourte sur une cible solide, un miroir plasma se forme et comment les courants dans le plasma peuvent générer de nouvelles fréquences. Dans le cas qui nous intéresse, le spectre rayonné est, en raison de la périodicité de l'excitation, constitué d'harmoniques de la fréquence du laser. Dans ce chapitre, nous allons montrer que si ces harmoniques sont toutes en phases, ce spectre est associé dans le domaine temporel à un train d'impulsions attosecondes ($1as = 10^{-18}s$) [39]. Nous étudierons ensuite comment ce train est modifié si les harmoniques ne sont pas parfaitement en phase, ou si elles présentent individuellement une dérive de fréquence.

2.1 Domaine temporel et domaine spectral

Nous commençons cette partie en montrant comment un spectre d'harmoniques peut être associé dans le domaine temporel à un train d'impulsions. Nous allons pour cela nous appuyer sur la figure 2.1 où sont représentées quatre fonctions dans le domaine spectral (colonne de gauche) et leurs transformées de Fourier dans le domaine temporel (colonne de droite).

En haut, on observe un spectre d'harmoniques de la fréquence du laser ω_0. Cette fonction $\widetilde{S}(\omega)$ peut se décomposer sous la forme :

$$\widetilde{S}(\omega) = \widetilde{A}(\omega) \times [\widetilde{H}(\omega) \otimes \widetilde{E}(\omega)], \tag{2.1}$$

où $\widetilde{A}(\omega)$ est l'enveloppe du spectre, $\widetilde{H}(\omega)$ un peigne de Dirac qui a la périodicité ω_0 et $\widetilde{E}(\omega)$ le profil d'une harmonique individuelle[1] (voir la figure 2.1).

La transformée de Fourier de $\widetilde{S}(\omega)$, $S(t)$ est représentée sur la colonne de droite, dans le cas où la phase spectrale est constante. Elle se décompose en :

$$S(t) = A(t) \otimes [H(t) \times E(t)]. \tag{2.2}$$

$A(t) = TF[\widetilde{A}(\omega)]$ est une impulsion attoseconde. Sa durée est fixée par la largeur du spectre $\Delta t \propto 1/\Delta\omega$, soit $\Delta t \approx 30as$ pour $\Delta\omega = 50\omega_0 = 50(2\pi c/\lambda_0)$ avec $\lambda_0 = 800nm$. La transformé de Fourier du peigne de Dirac $\widetilde{H}(\omega)$ est un peigne de Dirac $H(t)$ de périodicité $2\pi/\omega_0 = T_0$ où T_0 est la période laser. Ce peigne est convolué avec $A(t)$, on observe donc dans le domaine temporel un train d'impulsions attosecondes, avec une impulsion par cycle laser. Enfin ce train est modulé par l'enveloppe $E(t) = TF[\widetilde{E}(\omega)]$. Ainsi la durée totale de l'émission est reliée à la largeur spectrale des harmoniques individuelles.

[1] Nous supposons que toutes les harmoniques ont le même profil.

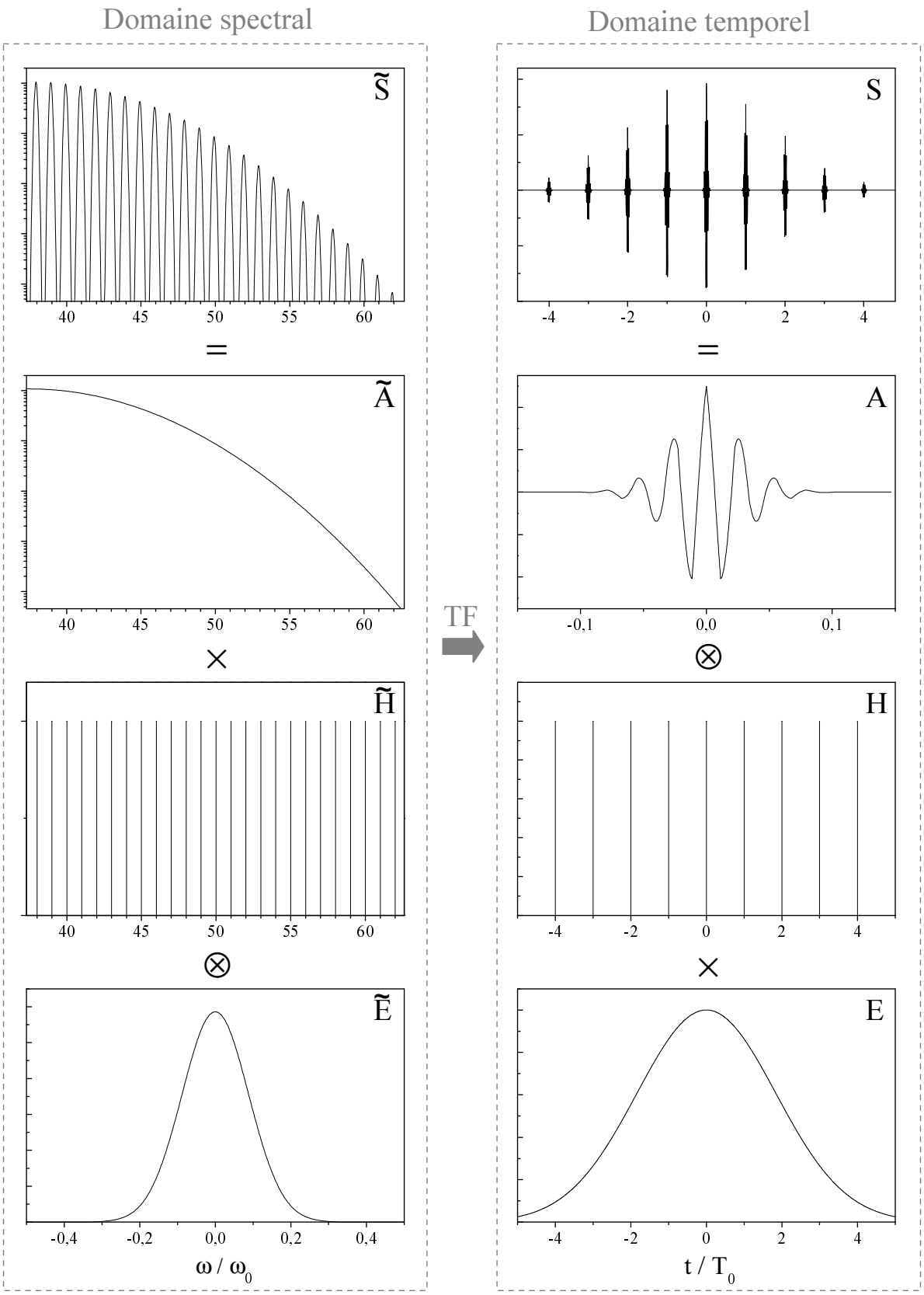


Fig. 2.1: Spectre d'harmoniques et train d'impulsions attosecondes. La colonne de gauche illustre le fait que $\widetilde{S}(\omega) = \widetilde{A}(\omega) \times [\widetilde{H}(\omega) \otimes \widetilde{E}(\omega)]$. Par une transformation de Fourier, on passe à la colonne de droite qui montre que $S(t) = A(t) \otimes [H(t) \times E(t)]$.

Il est cependant important de préciser que les largeurs spectrales ne permettent d'estimer la durée des impulsions et de l'émission que dans le cas idéal où la dérivée de la phase spectrale est constante[2]. Pour illustrer l'effet d'une phase non-linéaire en ω, on considère une fonction gaussienne $f(t)$ de largeur τ_0, sur laquelle on introduit une phase spectrale quadratique $\phi(\omega) = (\omega-\omega_0)^2\tau_0^2\xi/2 : \widetilde{f}(\omega) = e^{-(\omega-\omega_0)^2\tau_0^2(1-i\xi)/2}$. Dans ces conditions, on a dans le domaine temporel : $f(t) \propto e^{-(t-t_0)^2(1+i\xi)/2\tau_0^2(1+\xi^2)-i\omega_0 t}$. Ainsi, la durée de l'impulsion $\tau = \tau_0\sqrt{1+\xi^2}$ augmente avec le paramètre de dérive de fréquence ξ. Dans les deux sections suivantes, nous allons à travers quelques exemples simples, étudier comment l'existence d'une telle phase modifie le train d'impulsions attosecondes.

2.2 Dérive de fréquence attoseconde

Nous commençons par nous intéresser au cas où la phase de $\widetilde{A}$ est quadratique : $\widetilde{A}(\omega) = a(\omega)e^{i\alpha\omega^2}$. Dans cette situation, le champ associé à l'harmonique n est

$$TF[\delta(\omega - n\omega_0)\widetilde{A}(\omega)] = a(n\omega_0)e^{i(n\omega_0 t+\alpha n^2\omega_0^2)} \propto e^{in\omega_0(t+\alpha n\omega_0)}.$$

La phase quadratique introduit donc un décalage temporel entre les différentes harmoniques $\delta t(n) = \alpha n\omega_0$ qui est proportionnel à l'ordre n. En d'autres termes, il existe une phase relative non nulle entre les harmoniques. Cette situation est illustrée sur la colonne de droite de la figure 2.2, où l'on observe les oscillations de cinq harmoniques avec, ou sans phase quadratique. Sur les panneaux de gauche, on a tracé le champ obtenu en sommant ces harmoniques, soit $A(t)\otimes H(t)$. On voit que dans le cas où la phase de $\widetilde{A}$ est quadratique, les impulsions attosecondes durent plus longtemps et leur fréquence évolue dans le temps : elles présentent une dérive de fréquence. Ainsi la largeur du spectre ne permet d'estimer la durée des impulsions attosecondes que si toutes les harmoniques sont émises en phase.

2.3 Dérive de fréquence femtoseconde

Dans cette dernière section, nous envisageons le cas où les harmoniques individuelles présentent une dérive de fréquence, c'est-à-dire où la fréquence instantanée des harmoniques varie dans le temps. Pour mener à bien cette étude, on réécrit la fonction $S(t)$ en la décomposant en harmoniques : $S(t) = \sum a(n)E(t)e^{in\omega_0 t}e^{i\phi_n(t)}$. Dans ce cas, la fréquence instantanée d'une harmonique est $\omega_n(t) = n\omega_0 + \alpha_n(t)$ où $\alpha_n(t) = d\phi_n/dt$. Nous nous intéresserons dans cette partie à deux cas particuliers d'intérêts expérimentaux : celui ou α_n est proportionnel à n et celui où α_n est indépendant de la fréquence.

Lorsque la dérive de fréquence est la même quelle que soit la fréquence, $\omega_n(t) = n\omega_0 + \alpha(t)$, on a $S(t) = \sum a(n)E(t)e^{in\omega_0 t}e^{i\phi(t)} = E(t)e^{i\phi(t)}\sum a(n)e^{in\omega_0 t}$. Ainsi la dérive de fréquence se traduit dans ce cas par une variation de la phase de $E(t)$. Ceci est illustré par le panneau central de la figure 2.3, où on voit que la phase absolue des impulsions attosecondes évolue dans le temps. A titre d'exemple, lorsque la dérive est linéaire (comme sur la figure), $\omega_n(t) = n\omega_0 + \alpha_0 t$, l'impulsion numéro m est déphasée de $\alpha_0/2(mT_0)^2$.

[2] Une phase spectrale linéaire se traduit simplement par un décalage dans le domaine temporel.

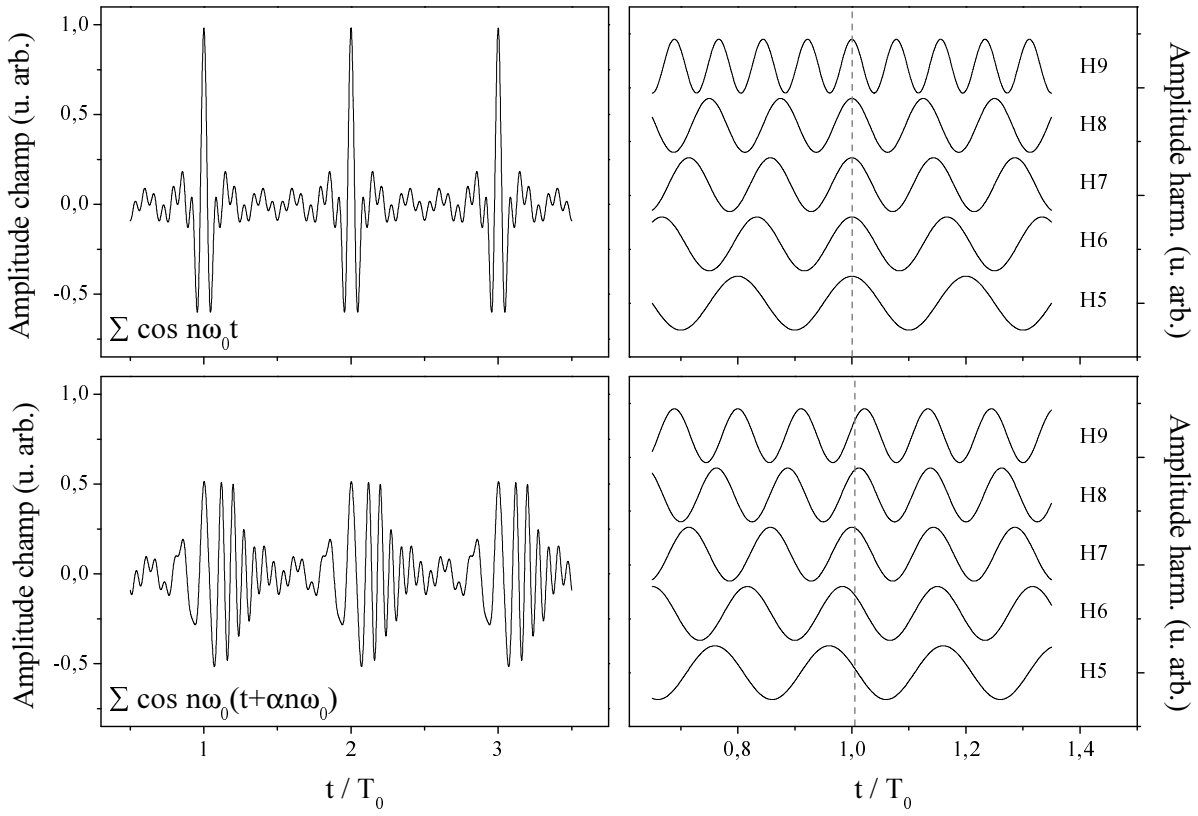


Fig. 2.2: Dérive de fréquence attoseconde. Sur la colonne de droite on observe les oscillations de cinq harmoniques individuelles, dans le cas où elles sont toutes en phases (en haut), où lorsque la phase de $\widetilde{A}$ est quadratique (en bas). A gauche, on a représenté dans les deux cas, le champ obtenu en sommant ces harmoniques.

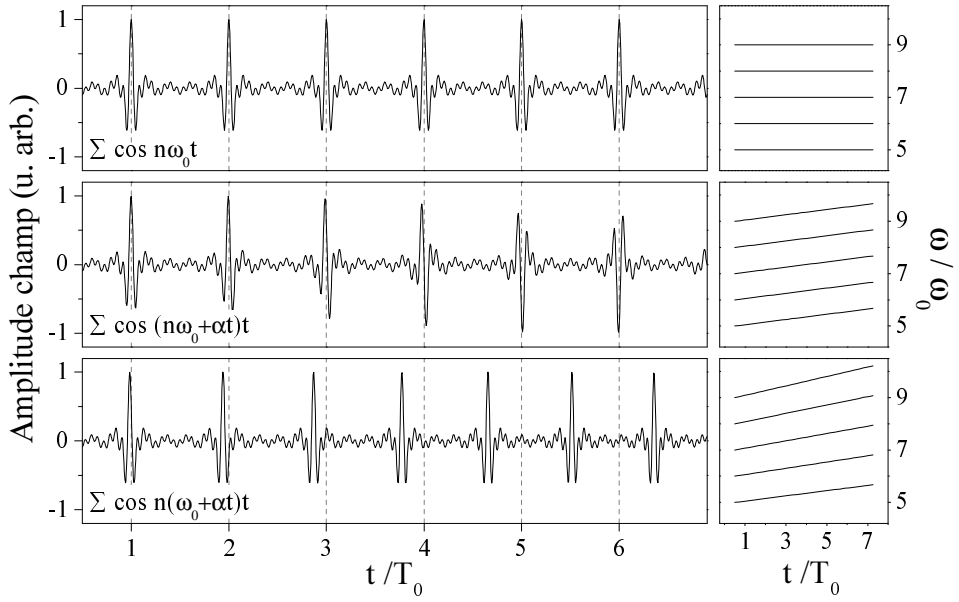


Fig. 2.3: Dérive de fréquence femtoseconde. En haut on observe un train d'impulsions attosecondes en l'absence de dérive de fréquence. Au milieu la dérive de fréquence est indépendante de l'ordre harmonique. En bas, elle est proportionnelle à l'ordre. Ces différents cas sont illustrés sur les panneaux de droite par des spectrogrammes.

Dans le cas où la dérive de fréquence est proportionnelle à l'ordre harmonique $\omega_n(t) = n(\omega_0 + \alpha(t))$, on a $S(t) = \sum a(n)E(t)e^{in\omega_0 t}e^{in\phi(t)} = E(t)\sum a(n)e^{in(\omega_0+\phi(t)/t)t}$. Ainsi la dérive de fréquence femtoseconde se traduit cette fois par une variation de la fréquence ω_0 à laquelle les impulsions attosecondes sont générées, où en d'autres termes du délai entre deux impulsions successives (voir le panneau du bas sur la figure 2.3). On remarque que dans ce cas, la phase de $E(t)$ n'est pas modifiée, les impulsions successives restent donc strictement identiques à leur amplitude près.

Notons que dans tous les cas, la largeur spectrale des harmoniques individuelles n'est plus directement reliée à la durée de l'émission.

3. MOYENS EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES

Après avoir introduit dans le chapitre précédent les outils théoriques indispensables à l'étude de la génération d'harmoniques sur miroir plasma, nous allons maintenant présenter les moyens à notre disposition pour cette étude. Nous commencerons par les moyens expérimentaux, puis dans une seconde section, nous introduirons les codes numériques que nous avons utilisés pour interpréter les observations expérimentales et décrire les mécanismes d'émission.

3.1 Moyens expérimentaux

Nous avons discuté dans la section 1.1 les conditions nécessaires pour former un miroir plasma. D'une part, il faut des éclairements laser supérieurs à $10^{15} W cm^{-2}$ pour ioniser significativement la cible solide considérée. D'autre part, il faut que l'impulsion laser soit suffisamment courte et contrastée pour que l'impulsion principale interagisse avec un plasma non détendu et de qualité optique (voir la partie 1.1.3). La réalisation simultanée de ces deux exigences est un véritable défi, en particulier parce que le niveau de contraste requis augmente avec l'éclairement laser. Nous montrerons dans cette section comment les installations lasers que nous avons utilisés, les chaînes UHI et LUCA du CEA/IRAMIS/SPAM, relèvent ce défi.

3.1.1 Les lasers UHI et LUCA

UHI10 et LUCA sont deux lasers Titane-Saphir utilisant la technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification) [40]. L'oscillateur Titane-Saphir délivre un train d'impulsions nanojoules de quelques dizaines de femtosecondes, à la longueur d'onde de $800nm$. Ces impulsions sont étirées jusqu'à environ $300ps$, pour permettre leur amplification sans risquer d'endommager des optiques ou de détériorer les qualités du faisceau par des effets non-linéaires. Elles traversent ensuite un ou plusieurs étages d'amplification jusqu'à atteindre une énergie d'une centaine de millijoules pour LUCA, et d'un joule pour UHI. Les impulsions sont enfin recomprimées temporellement, pour retrouver une durée de quelques dizaines de femtosecondes.

Mais la puissance instantanée du laser ne passe pas de 0 à sa valeur crête durant ce laps de temps. Les impulsions générées par cette technique sont en effet accompagnées d'un piédestal et parfois de pré-impulsions (voir le schéma sur la figure 3.1). Ces défauts ont deux origines principales, l'émission spontanée amplifiée qui intervient sur une échelle nanoseconde, et les imperfections de la recompression qui se manifestent elles, sur une échelle picoseconde. Ainsi, le contraste temporel des impulsions ultracourtes obtenues par la technique CPA est un frein potentiel à l'étude de l'interaction laser miroir-plasma (c.f. section 1.1.3).

Voyons ce qu'il en est pour les deux lasers utilisés.

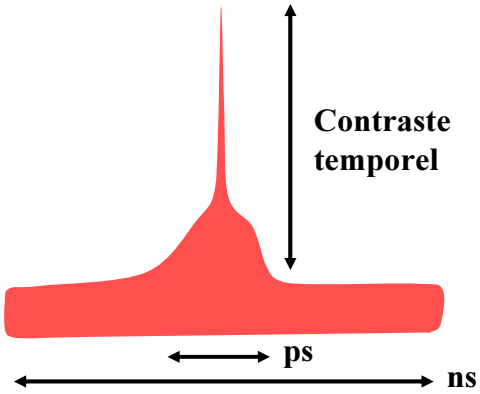


Fig. 3.1: Profil temporel schématique d'impulsion laser ultracourte en échelle logarithmique.

Le laser LUCA

Le laser LUCA (Laser Ultra Court Accordable) délivre des impulsions de 1 TW (100mJ, 40-50fs), au taux de répétition de $20Hz$. Le diamètre du faisceau est de l'ordre de 45mm et son facteur $M^2 \approx 3,6$. Le profil temporel de l'impulsion aux temps longs, mesuré à l'aide d'un cross-corrélateur du troisième ordre, est présenté sur la figure 3.2. On voit sur cette courbe que LUCA présente un contraste temporel de 10^6 à 20ps et de 10^4 à 2ps.

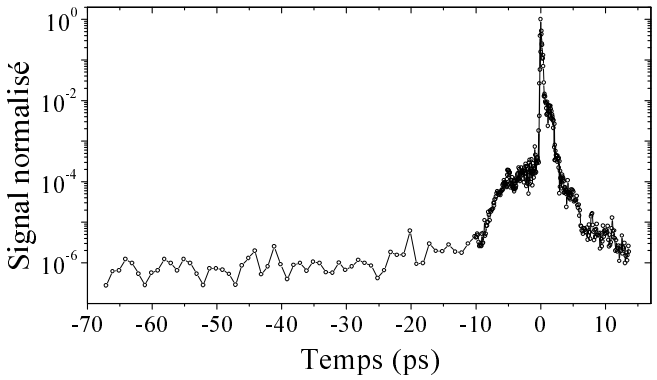


Fig. 3.2: Profil temporel du laser LUCA mesuré au cours de cette thèse avec un cross-corrélateur du troisième ordre.

En utilisant un miroir parabolique de focale $200mm$, il est possible d'atteindre avec ce laser, un éclairement crête de $7 \times 10^{17} Wcm^{-2}$. Le niveau du piédestal, à l'échelle nanoseconde, est alors de $7 \times 10^{11} Wcm^{-2}$ ce qui est suffisant pour ioniser la cible bien avant que l'impulsion principale ne l'atteigne. On voit effectivement sur la figure 3.3.a, qu'à ce niveau d'éclairement, le profil spatial du faisceau laser réfléchi est fortement distordu, le plasma ne se comporte pas comme un miroir plan. En revanche, si l'on diminue suffisamment l'éclairement pour que le piédestal ne détériore pas la cible, le faisceau réfléchi n'est plus déformé, on a bien un miroir plasma (figure 3.3.b). Ainsi nous avons déterminé qu'à cause de son contraste temporel, on ne peut utiliser ce laser dans de bonnes conditions que si l'éclairement sur la cible est inférieur à $6 \times 10^{16} Wcm^{-2}$.



Fig. 3.3: Profil spatial du laser LUCA après réflexion sur le plasma pour deux éclairements. En (a) l'éclairement est de $4 \times 10^{16} W cm^{-2}$, en (b) de $7 \times 10^{17} W cm^{-2}$.

Le laser UHI10

Le laser UHI10 est le laser délivrant des impulsions ultracourtes le plus puissant du Service des Photons Atomes et Molécules du CEA de Saclay. Il combine une durée d'impulsion de $65 fs$ avec une puissance crête de $10 TW$. Ce surplus d'énergie par rapport au laser LUCA provient d'un étage d'amplification supplémentaire. Un des prix à payer pour cette puissance est que la compression doit se faire sous vide. Les effets non linéaires dans l'air deviennent sinon trop importants dès que l'impulsion est compressée. Le taux de répétition est de $10 Hz$ et le diamètre du faisceau de $60 mm$. L'éclairement maximal, obtenu en utilisant une parabole de $200 mm$ de focale, est de l'ordre de $10^{19} W/cm^2$. Le contraste temporel est de 2×10^{-6}, $20 ps$ avant le maximum de l'impulsion. D'après le paragraphe précédent sur le laser LUCA, c'est totalement insuffisant si l'on désire travailler à pleine puissance. Un dispositif permettant d'améliorer ce contraste est donc indispensable pour générer des harmoniques sur cible solide avec ce laser, comme l'ont montré P. Monot *et al.* [41].

3.1.2 Amélioration du contraste temporel

Depuis une dizaine d'années, plusieurs méthodes permettant d'augmenter le contraste temporel des impulsions laser ultracourtes [42] ont été développées. Ces méthodes peuvent se séparer en deux catégories, celles où l'on agit sur les différents éléments de la chaîne laser pour limiter la formation d'un piédestal et celles où l'on ajoute un élément non-linéaire pour supprimer ce piédestal.

Le système implémenté sur le laser UHI10, un miroir plasma utilisé comme interrupteur ultra-rapide [43, 44, 45, 46, 47, 48], appartient à la deuxième catégorie. Le principe de ce dispositif est de transformer sur une échelle de temps femtoseconde, un diélectrique peu réfléchissant qui transmet le piédestal, en un miroir-plasma qui réfléchit l'impulsion principale. Il suffit pour cela de choisir précisément l'éclairement sur la cible, pour qu'elle ne soit ionisée que par le front montant de l'impulsion principale. Ainsi, c'est l'impulsion elle-même qui déclenche la formation du miroir qui la réfléchit. Si le laser est polarisé s (champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence), l'absorption de l'impulsion

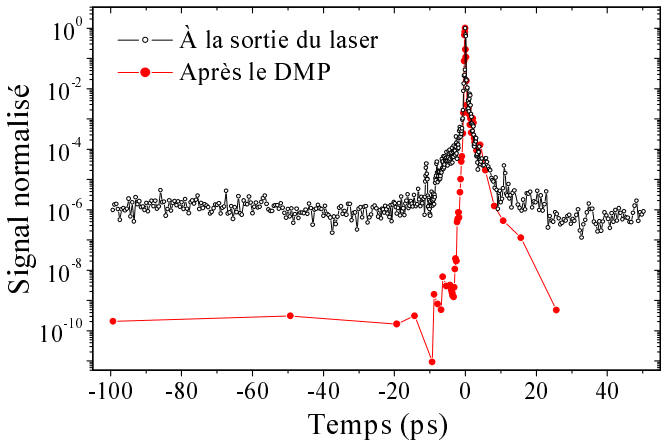


Fig. 3.4: Profil temporel du laser UHI avec et sans double miroir plasma (DMP). Les maxima des deux courbes sont ramenés à 1 pour faciliter leur comparaison (Thèse d'Anna Levy, 2008).

principale par le plasma est minimale[1] et le coefficient de réflexion atteint 70% [45]. En utilisant un diélectrique traité anti-reflet qui transmet 99.7% du piédestal, on peut ainsi augmenter le contraste temporel de deux ordres de grandeurs.

Ceci ne permet toujours pas d'exploiter le laser UHI10 focalisé à son maximum [41]. Mais on peut encore améliorer le contraste en employant des miroirs plasmas en cascade. Ainsi, le système à double miroir plasma qui a été implémenté sur le laser UHI10 [48] permet de gagner quatre ordres de grandeur. La figure 3.4 montre que le contraste obtenu après ce système atteint alors 10^{10}.

Par rapport aux autres systèmes permettant d'améliorer le contraste temporel d'une impulsion ultra-brève, le principal atout du miroir plasma est de pouvoir s'adapter facilement à tout laser intense, sans intervention sur la chaîne. Mais il présente aussi certains inconvénients. Premièrement, parce que le diélectrique qui sert de miroir plasma est ablaté à chaque tir, il est indispensable de le translater après chaque utilisation. Ceci a pour conséquence de limiter le taux de répétition effectif du laser et le nombre de tirs réalisables sur un même diélectrique (environ 2000 tirs successifs à la fréquence maximale de $1Hz$ sur UHI). Deuxièmement, une fois aligné, un miroir plasma ne peut plus fonctionner que pour un domaine de fluence précis. Toute étude paramétrique qui modifierait de façon importante les caractéristiques du laser en amont du miroir plasma est donc à exclure.

Malgré ces limites, et grâce à leur simplicité de mise en œuvre, les miroirs plasmas sont aujourd'hui de plus en plus utilisés comme interrupteurs ultra-rapides, pour l'étude de l'interaction laser-plasma. En permettant un meilleur contrôle de l'interaction, ils ont en particulier ouvert la voie à plusieurs avancés significatives dans la compréhension de la génération d'harmoniques d'ordres élevés sur cible solide comme nous le montrerons dans la suite de ce manuscrit.

[1] Dans ces conditions il ne peut y avoir d'effet Brunel ni d'absorption résonnante. Ainsi la seule source d'absorption laser est le Bremsstrahlung inverse dû aux collisions électrons-ions.

3.2 Codes particulaires

Nous présentons maintenant les moyens de simulation numérique à notre disposition pour l'étude de l'interaction entre un laser intense et un miroir plasma.

Les codes de simulation numérique de plasma peuvent se séparer en deux catégories, selon qu'ils sont basés sur une description fluide ou cinétique du plasma. Le principe de la première approche est de travailler sur des valeurs moyennes en considérant les différentes espèces de particules du plasma comme des fluides, et de résoudre numériquement les équations hydrodynamiques pour ces espèces. L'approche cinétique, considère elle, des modèles plus détaillés qui prennent en compte la distribution locale des particules et impliquent les interactions de ces particules avec le champ électromagnétique.

Dans le premier cas on s'intéresse aux propriétés statistiques des différentes populations du plasma et on suppose que le plasma est, au moins localement, en équilibre thermodynamique. Or nous verrons que cette condition est rarement vérifiée lors de la génération d'harmoniques. Pour simuler ce phénomène, on se tourne donc naturellement vers les codes cinétiques.

La description la plus directe consiste alors à considérer la fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ dont l'évolution est régie par l'équation de Vlasov [31] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_C . \tag{3.1}$$

En la couplant aux équations de Maxwell, cette équation permet de décrire complètement le plasma. Mais en pratique, la résolution numérique de ce système dans le cas général où f est une fonction à sept dimensions est impossible. Ainsi cette méthode n'est utilisable que pour étudier, sur des temps courts, des problèmes à trois ou quatre dimensions (une dimension pour l'espace et deux ou trois pour les vitesses). Une approche plus économique consiste à ne plus considérer l'évolution de cette fonction de distribution, mais celle d'un nombre important de macro-particules discrètes. C'est le principe des codes particulaires, codes qui sont les plus utilisés pour étudier la génération d'harmoniques sur miroir plasma.

3.2.1 Principe

Le principe d'un code particulaire est, comme nous venons de l'expliquer, de suivre numériquement le mouvement d'un large ensemble de particules dans le champ électromagnétique. Pour décrire de façon exacte les phénomènes étudiés, il faudrait simuler les déplacements d'environ 10^{16} particules. La puissance actuelle des ordinateurs ne permettant pas de tels calculs, il est nécessaire d'utiliser de "grosses" particules fictives qui représentent plusieurs particules (de l'ordre de 10^{10}) mais conservent, pour préserver la physique du phénomène, le même rapport q/m que les particules réelles.

Comme on peut le voir sur la figure 3.5, l'algorithme général d'un tel code suit un cycle assez simple. A partir de la connaissance des positions et des vitesses à un moment donné, on détermine les densités de charge et de courant sur une grille. Puis, connaissant ces densités de charge et de courant, on utilise les équations de Maxwell pour calculer les champs sur la grille. On peut alors déplacer les particules en interpolant les champs au niveau des particules et recommencer un cycle avec un pas temporel suffisamment petit pour résoudre les fréquences les plus élevées [31, 49].

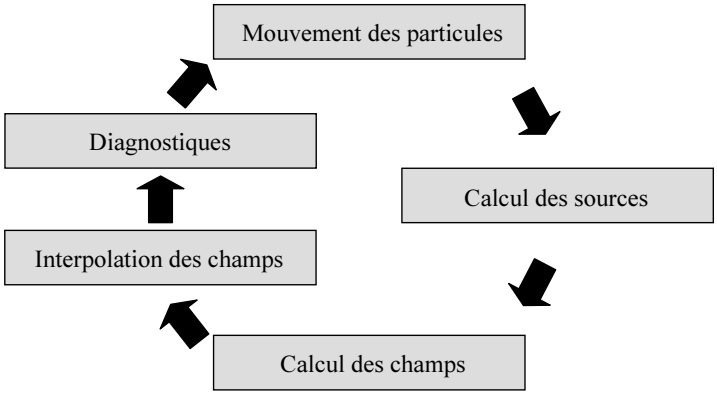


Fig. 3.5: Schéma général d'un code particulaire. Lors d'une itération, le code déplace les particules, distribue leurs charges sur la grille pour calculer les sources, calcules les champs, les interpole et enregistre les données utiles

Le fait d'utiliser une grille spatiale pour calculer les champs fait qu'ils ne sont pas résolus sur des longueurs inférieures au maillage. Ainsi, on peut considérer que l'on lisse le champ sur les échelles spatiales courtes. Le choix des pas spatiaux détermine donc l'échelle des phénomènes observables.

Dans un code particulaire on décrit les mouvements collectifs de petits ensembles de particules. On ne peut donc avoir accès au champ dû à une charge unique ni aux interactions particules-particules. Dans un plasma réel, ces champs sont écrantés par les charges voisines au delà de la longueur de Debye $\lambda_{De} \propto \sqrt{T_e/n_e}$, où T_e et n_e sont respectivement la température et la densité électronique. λ_{De} permet donc de séparer le domaine des collisions du domaine des effets collectifs. Les codes particulaires ne décrivant par nature que des effets collectifs, on choisira toujours des pas spatiaux de l'ordre de λ_{De}. Ainsi, on lisse les champs à courte distance tout en accédant à l'ensemble de la physique décrite par les codes.

Pour des raisons de stabilité numérique (condition Courant–Friedrichs–Levy) et de dispersion numérique [49], le choix du pas temporel est imposé par le choix du pas spatial. Les dimensions de la grille et le nombre d'itérations sont donc entièrement déterminés par la température et la densité électronique. Nous verrons qu'à cause des densités élevées des cibles que nous utilisons, ceci nous oblige à utiliser des pas extrêmement petits dans nos simulations, ce qui pèse lourdement sur les temps de calcul.

3.2.2 Les codes utilisés

Durant cette thèse, deux codes différents ont été utilisés, le code 3D CALDER développé par Eric Lefebvre [50] et le code 1D EUTERPE écrit par Guy Bonnaud [51]. Précisons que les données numériques issues de ces codes sont analysées en utilisant un ensemble de routines écrites, durant cette thèse, en C++ orienté objet. Voyons maintenant quelles sont les particularités de ces deux codes.

CALDER

CALDER est un code parallélisé. Il permet de fractionner l'espace de simulation en n sous-espaces et d'associer chacun de ces domaines à un processeur qui déplace les

particules et calcule les champs à l'intérieur de son domaine. En utilisant n processeurs on peut ainsi diviser le temps de calcul par un facteur proche de n. En pratique, grâce à un accès au Centre de Calcul Recherche et Technologie (CCRT), nous pouvons utiliser CALDER en exploitant jusqu'à 512 processeurs en parallèle. Ce nombre peut paraître important, et pourtant il ne permet pas de simuler en trois dimensions l'interaction laser cible solide avec nos conditions expérimentales, c'est-à-dire une impulsion de $60fs$ focalisée sur une tache de diamètre $10 - 30\mu m$ interagissant avec un plasma de densité $n_e \approx 400n_c$.

En effet si $n_e \approx 400n_c$ et si l'on considère une température électronique réaliste $T_e = 500eV$, il est nécessaire d'utiliser des pas spatiaux (temporels) de l'ordre de $10^{-3}\lambda$ (λ/c)). Par suite, pour simuler l'interaction d'un laser de longueur d'onde $\lambda = 800nm$ et de durée $\tau = 60fs$ focalisé à $f/10$ sur une cible solide avec un angle d'incidence de 45°, il faut en 3D un plasma de quelques 10^{12} cellules. Si l'on compte un minimum de 10 macro-particules par cellule, ce sont les déplacements de plusieurs billions de particules qu'il faut simuler sur 10^4 pas de temps. Une telle simulation durerait de l'ordre de 3.10^7 heures, soit plus de 2000 jours en utilisant 500 processeurs en parallèle.

On a alors deux possibilités pour simuler ce type d'interaction. La première consiste à adapter les paramètres pour diminuer le temps de calcul en essayant de conserver au maximum la physique du phénomène étudié. On arrive par exemple à simuler en deux dimensions des impulsions de $60fs$ formant une tache $5\mu m$ sur un plasma de $125n_c$ en environ 2000 heures. La seconde possibilité consiste à ne plus essayer de résoudre la tache focale du laser, mais à étudier l'interaction du plasma avec une onde plane en utilisant des conditions périodiques dans la direction parallèle à la surface du plasma. De cette façon, on divise le temps de calcul par un facteur ≈ 10.

On peut remarquer que si l'on simule l'interaction d'un plasma avec une onde plane, le cas est quasiment 1D (c'est particulièrement clair en incidence normale), n'est-il pas alors possible d'utiliser un code véritablement 1D ?

EUTERPE

EUTERPE est un code $1D3V$, c'est-à-dire qu'il ne gère qu'une dimension x de l'espace, mais peut calculer les vitesses dans toutes les directions. Ainsi, il permet de simuler l'interaction d'un laser avec des nappes de charges perpendiculaires à l'axe Ox, et donc le cas d'une onde plane sous incidence normale. Mais les possibilités de ce code ne s'arrêtent pas là, il permet également l'étude de l'incidence oblique en utilisant une méthode simple initialement développée par Bourdier dans le cadre de calculs analytiques [38]. Le principe de cette méthode est d'effectuer la simulation dans un référentiel $\mathcal{R}'$ où l'onde arrive sur la cible en incidence normale. Comme l'illustre la figure 3.6, ce référentiel est simplement en translation uniforme par rapport au référentiel du laboratoire $\mathcal{R}$, à la vitesse $c \sin\theta$ où θ est l'angle d'incidence. On peut ainsi passer facilement de $\mathcal{R}$ à $\mathcal{R}'$ en effectuant des transformations de Lorentz.

En utilisant ce code, il est possible de réaliser sur un ordinateur de bureau standard, des simulations avec des paramètres proches de l'expérience, en des temps raisonnables. Ainsi EUTERPE est un outil particulièrement puissant pour étudier les mécanismes physiques qui nous intéressent et pour réaliser des études paramétriques, CALDER étant plutôt réservé à l'observation d'effets véritablement 2D.

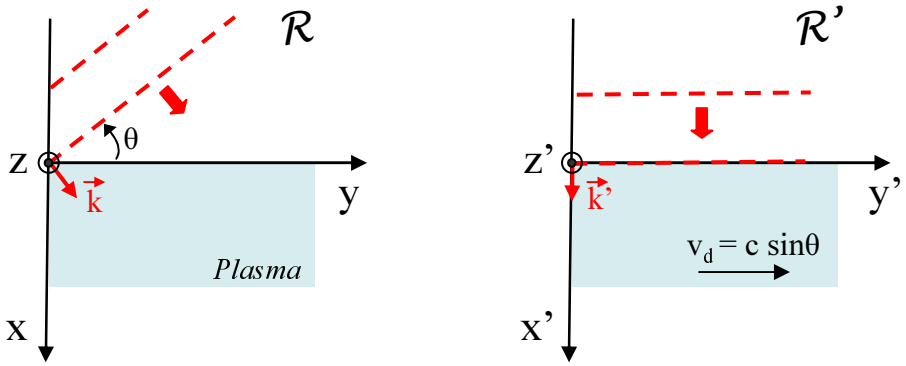


Fig. 3.6: Transformation de Lorentz. Dans le référentiel du laboratoire $\mathcal{R}$, le vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ est dans le plan (x,y) où $\boldsymbol{x}$ est un vecteur normal au plasma. Dans le référentiel mobile $\mathcal{R}'$, le plasma a une vitesse de dérive dans la direction $\boldsymbol{y}'$ et $\boldsymbol{k}'$ est normal à la surface de la cible.

4. ÉTAT DE L'ART ET OBJECTIFS

Nous avons maintenant introduit l'ensemble des concepts et des outils nécessaires à l'étude de la génération d'harmoniques sur miroir plasma. Mais nous n'avons pas encore défini précisément le champ de cette étude.

Dans ce chapitre nous allons présenter succinctement l'ensemble travaux qui ont été menés sur la génération d'harmoniques sur cible solide depuis le début des années 80. Cet historique montrera que les mécanismes à la base de ce phénomène sont encore mal compris et nous permettra de faire émerger un certain nombre de questions auxquelles nous tenterons de répondre dans la suite de ce manuscrit.

4.1 Bref historique de la génération d'harmoniques sur cible solide

L'histoire de la génération d'harmoniques d'ordres élevées sur cible solide commence en 1977 avec l'observation par Burnett *et al.* [52] des harmoniques 2 à 11 d'un laser CO_2 nanoseconde. Depuis, ce phénomène a été étudié par de nombreux groupes, tant expérimentalement que théoriquement. Mais les difficultés rencontrées pour contrôler les conditions expérimentales et les limites des moyens de simulation ont longtemps freiné l'identification des processus physiques en jeu. Ainsi en trente ans, une dizaine de mécanismes ont été proposés pour essayer de rendre compte des différentes observations expérimentales.

Nous nous proposons ici de parcourir rapidement les principaux résultats publiés depuis 1977, et de montrer comment deux modèles ont progressivement émergé pour décrire la génération d'harmoniques sur miroir plasma.

4.1.1 Premières observations et premiers modèles

L'expérience de Burnett *et al.* fut rapidement suivie par l'observation des harmoniques 2 à 5 d'un laser Nd : glass picoseconde par Mc Lean *et al.* [53]. Lors de cette nouvelle expérience, le laser était focalisé pour atteindre un éclairement $I = 10^{16} W cm^{-2}$ à comparer à $I = 10^{14} W cm^{-2}$ pour Burnett *et al.*, ce qui suggéra à Mc Lean que le paramètre à considérer pour obtenir une interaction comparable était $I\lambda^2$ (la longueur d'onde du laser Nd :glass, $1.06 \mu m$ étant dix fois plus petite que celle du laser CO_2, $10.6 \mu m$). En 1981, en utilisant des impulsions dix fois plus énergétiques que Burnett *et al.*, Carman *et al.* mirent en évidence la génération des harmoniques d'un laser CO_2, jusqu'aux ordres 27 [54], puis 49 [55].

Ces résultats furent interprétés en utilisant une des théories développées pour expliquer la génération de seconde harmonique [56], qui fut étendue dès 1975 par Giovanielli et Goodwin [57] au cas des harmoniques d'ordres élevés. Ce modèle évoqué dans les premiers articles expérimentaux fut mis en équation en 1982 par Bezzerides *et al.* [58]

qui traitèrent le cas d'un gradient de densité infiniment raide, puis par Grebogi *et al.* [59] qui envisagèrent le cas d'un gradient plus réaliste. Tentons d'expliquer en termes simples la démarche suivie par ces auteurs.

En incidence oblique, le champ peut se décomposer en une composante p perpendiculaire à la surface du plasma et une composante s parallèle à cette surface. La composante p fait osciller les électrons de part et autres de la surface et donc à travers le gradient de densité. Comme la force de rappel est proportionnelle à la fréquence plasma (et donc à la racine de la densité), la force que ressentent les électrons varie rapidement dans le temps et rend leurs oscillations anharmoniques. Par suite, le spectre de la densité électronique n contient des harmoniques de la fréquence incidente ω_0. Comme la composante s du champ fait osciller les électrons parallèlement à la surface avec une vitesse $v \propto E_i(t)$, le courant responsable de la génération de la kième harmonique du laser est $J_k \propto (n_{k-1}v + n_{k+1}v^*)$, où n_k est la composante de n à $k\omega_0$ [59].

Il faut noter que d'après cette théorie le spectre de la densité électronique ne peut contenir des fréquences supérieures à la densité maximale du plasma, l'ordre maximal des harmoniques produites est donc lui aussi relié à cette densité. Cette prédiction étant en accord avec les premières observations expérimentales et les premières simulations numériques [54], ce modèle fut, à partir de sa publication, utilisé pour interpréter la plupart des expériences de génération d'harmoniques sur cible solide.

4.1.2 Apparition des lasers femtosecondes

La génération d'harmoniques sur miroir plasma prit un nouvel essor avec la mise au point de la technique d'amplification laser à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification) [40], qui rendit possible la production d'impulsions ultracourtes et ultra-intenses. Avec de telles impulsions, le plasma n'a plus le temps de se détendre lors de l'interaction (si le contraste est suffisamment bon) et le laser rencontre un gradient de densité très raide, un miroir plasma. Ceci simplifie la physique de l'interaction et facilite l'interprétation des expériences.

En 1995 pour la première fois, Kohlweyer *et al.* réussirent à générer une quinzaine d'harmoniques en en utilisant un laser femtoseconde focalisé à $10^{17} W cm^{-2}$ [60, 61]. La densité estimée du plasma étant de l'ordre de $250 n_c$ [61], ces résultats semblèrent en accord avec les théories existantes [58, 59].

Mais en 1996, des simulation numériques [62] et des observations expérimentales [63] montrèrent que le spectre peut s'étendre bien au delà de la fréquence plasma. Gibbon [62] commença par pointer les limites des premières simulations numériques, il souligna en particulier que les pas spatial et temporel utilisés ne permettaient pas de résoudre les harmoniques au delà de l'ordre dix, et que le bruit numérique du spectre était comparable au signal harmonique autour de la fréquence plasma. Grâce à une puissance de calcul plus importante, Gibbon put s'affranchir de ces difficultés et montrer que pour une densité plasma de $10 n_c$ et un éclairement compris entre 10^{18} et $10^{19} W cm^{-2}$, des harmoniques peuvent être générées jusqu'à l'ordre 50. Ces résultats furent confirmés expérimentalement par Norreys *et al.* [63] qui rapportèrent l'observation des 68 premières harmoniques d'un laser Nd : verre à $1053 nm$ focalisé à $10^{19} W cm^{-2}$.

Gibbon expliqua cette émission à des fréquences supérieures à la pulsation plasma en proposant un nouveau modèle. Au lieu de considérer les oscillations périodiques du

plasma, il s'intéressa aux mouvements des électrons de Brunel (voir le chapitre 1.2) et attribua la génération d'harmoniques au fait qu'ils subissent de brusques accélérations dans la direction normale à la surface du plasma.

4.1.3 Le modèle du miroir oscillant

Il faut noter que si Gibbon fut le premier à discuter le problème de l'extension du spectre, deux articles théoriques [64, 65], envisageaient déjà en 1993-1994, la possibilité de générer des harmoniques au delà de la fréquence plasma, en régime relativiste (lorsque la vitesse des électrons approche c). Le premier [64], présente un modèle analytique et des simulations numériques prédisant la génération d'harmoniques impaires en incidence normale. Cette émission est attribuée aux oscillations de la densité plasma provoquées par la force relativiste $(e/c)\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$. Le second [65], pose les bases de ce qui deviendra « le modèle du miroir oscillant ».

Ces travaux furent poursuivis en 1996 par Lichters *et al.* [25], et von der Linde *et al.* [66]. En s'appuyant sur des simulations numériques [25] et des calculs analytiques [25, 66], Lichters et von der Linde donnèrent pour la première fois, une compréhension intuitive de la génération d'harmoniques. Dans leur démonstration, ils se focalisent sur le mouvement de la surface critique du plasma qui oscille sous l'effet du champ électromagnétique, et considèrent que cette surface forme un miroir. Ils attribuent alors l'émission d'harmoniques, en régime relativiste, à l'effet Doppler subi par le champ laser lorsqu'il se réfléchit sur ce miroir oscillant.

Depuis la publication de ces résultats, ce modèle a été utilisé pour interpréter la plupart des observations expérimentales en régimes femtoseconde et picoseconde.

4.1.4 Observations récentes

À la fin des années 90, les observations d'harmoniques d'ordres élevés se multiplièrent [67, 68, 69, 29, 70, 71, 41]. À une exception près [71], les fréquences des harmoniques générées en régime femtoseconde semblent toujours inférieures ou égales à la fréquence plasma maximale. De plus, lors de ces expériences, les harmoniques ne sont produites que si le laser est polarisé p, alors que le modèle du miroir oscillant prévoit également la possibilité de générer des harmoniques en polarisation s. Enfin les éclairements utilisés sont rarement relativistes. Ce modèle n'est pourtant pas remis en cause. En effet, l'intensité des harmoniques les plus élevées étant comparable au niveau du bruit de fond, la coupure du spectre est attribuée à une coïncidence. Une augmentation de l'éclairement laser devrait donc permettre d'obtenir des harmoniques au delà de la fréquence plasma. Par ailleurs, on s'attend à ce que la génération soit moins efficace en polarisation s qu'en polarisation p, ce qui peut là aussi, expliquer les observations.

Mais en 2005, une nouvelle expérience montra que le modèle du miroir oscillant ne permet pas de rendre compte de l'ensemble des observations d'harmoniques générées sur cibles solides [72, 73]. Lors de cette expérience, Teubner *et al.* détectèrent, pour la première fois, l'émission d'harmoniques du laser en face arrière de la cible. D'après le modèle du miroir oscillant, ils n'auraient dû observer que des harmoniques dont la fréquence est supérieure à la fréquence plasma. En effet dans le cadre de ce modèle, les harmoniques sont produites sur la face avant de la cible, et doivent donc avoir une pulsation suffisamment élevée pour pouvoir traverser la cible. Au contraire, dans

l'expérience de Teubner *et al.*, seules les harmoniques dont la fréquence est inférieure à la fréquence plasma furent détectées. Ils attribuèrent ce phénomène à l'excitation d'ondes plasmas électroniques aux fréquences harmoniques, par des jets d'électrons qui traversent le plasma. Cependant, ils restèrent vagues sur l'origine de ces jets, et sur le mécanisme de couplage entre les ondes plasmas et le champ électromagnétique rayonné.

Si d'autres modèles furent proposés [74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83], au début de cette thèse, deux se détachent pour expliquer les observations en régime femtoseconde, le modèle du miroir oscillant et l'émission par des ondes plasmas. Mais l'interprétation des expériences est encore sujette à controverse. D'une part, très peu d'éléments permettent d'affirmer que des harmoniques dues au miroir oscillant ont déjà été observées dans ce régime. D'autre part, le second mécanisme, encore mal compris, n'est évoqué que pour expliquer l'émission d'harmoniques en face arrière, alors que même en face avant, très peu d'observations d'harmoniques au delà de la fréquence plasma ont été rapportées.

4.2 Objectifs

Jusqu'au milieu des années 2000, la majorité des articles expérimentaux et théoriques se contentaient respectivement de rendre compte d'observations de spectres d'harmoniques et de publier des modèles analytiques accompagnés de simulations numériques. Très peu s'intéressaient aux propriétés des harmoniques, si bien que pratiquement aucune preuve expérimentale ne permettait de conforter l'un où l'autre des modèles proposés.

Plusieurs éléments viennent expliquer ce fait. D'une part, bon nombre des expériences étaient réalisées avec des impulsions picosecondes voire nanosecondes et/ou de mauvais contrastes temporels. Dans ces conditions, des effets hydrodynamiques non linéaires peuvent intervenir et compliquer considérablement l'interprétation des expériences. De plus, les lasers picosecondes les plus puissants ne permettaient d'effectuer au mieux, que quelques dizaines de tirs par jours, rendant ainsi difficile toute étude systématique. D'autre part, les éclairements atteignables par les lasers femtosecondes avec de bons contrastes, étaient insuffisant pour se placer nettement en régime relativiste, ce qui empêchait la mise évidence d'effets propres à ce régime. Enfin et plus généralement, le manque de contrôle des conditions du plasma se traduisait par d'importantes fluctuations tir à tir et des faisceaux harmoniques de qualité spatiale médiocre (voir par exemple [68] et [29]).

Aujourd'hui, une partie de ces obstacles a été levée, en particulier grâce à la maîtrise du contraste temporel. Parallèlement, la diffusion des codes particulaires et l'augmentation des puissances de calcul, permettent maintenant aux expérimentateurs de confronter directement leurs observations aux simulations numériques. Ainsi au début de cette thèse, la voie était libre pour une étude systématique de la génération d'harmoniques sur miroir plasma et la recherche de signatures expérimentales des différents modèles proposés.

En septembre 2005 lors d'une série d'expériences sur le serveur laser LUCA, nous avons réussi à générer des harmoniques jusqu'à l'ordre 18, en utilisant des éclairements allant de $6 \times 10^{15} W cm^{-2}$ à $3 \times 10^{16} W cm^{-2}$ (figure 4.1). Dans ces conditions, le champ électrique est tel que la vitesse d'oscillation d'un électron libre $v_{osc} = eE/m\omega_0$ est

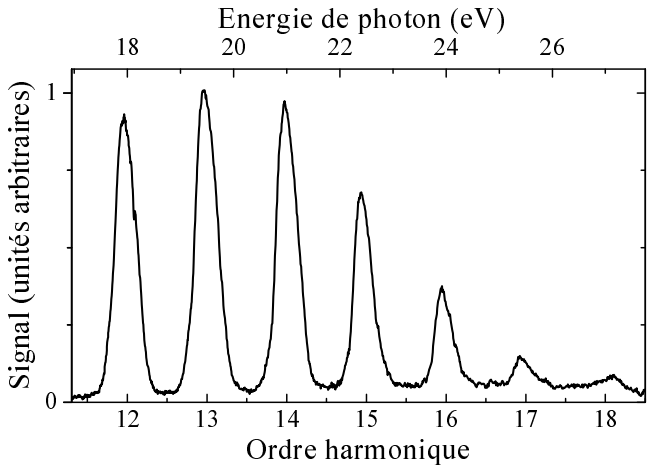


Fig. 4.1: Spectre harmonique obtenu sur le laser LUCA avec un éclairement de $3\times10^{16}Wcm^{-2}$. Ces données n'ont pas été corrigées de la réponse du spectromètre.

comprise entre $0.07c$ et $0.12c$. Ces harmoniques ne peuvent donc pas provenir d'un mécanisme relativiste. On peut alors penser qu'elles sont émises par des oscillations plasmas électroniques. Si c'était le cas, le spectre devrait s'étendre jusqu'à la fréquence maximale du plasma. Avec un éclairement de $3\times10^{16}Wcm^{-2}$, on estime que les atomes d'oxygène et de silicium, des cibles de silice de cette expérience, sont ionisés chacun au moins 5 fois [84]. Dans ces conditions, on obtient une densité électronique $n_e = 3.8\times10^{23}$ qui est comparable à la densité critique de l'harmonique 18, $n_c = 3.6\times10^{23}$ (voir l'équation 1.4 page 10). Ainsi les spectres obtenus sont compatibles avec une émission par des oscillations plasmas.

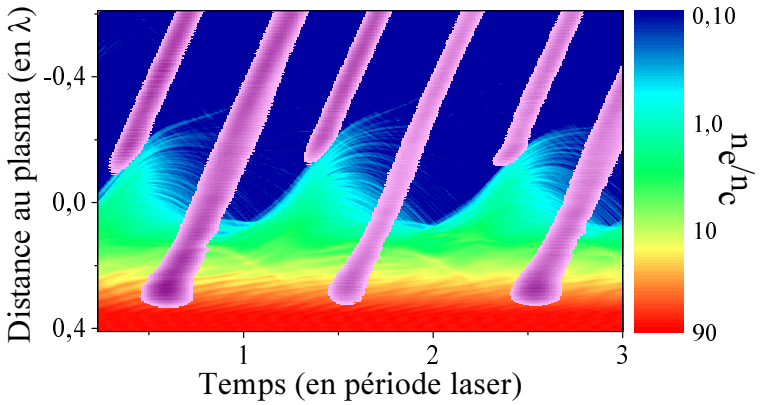


Fig. 4.2: Densité électronique et impulsions attosecondes pour $I = 2.6\times10^{17}Wcm^{-2}$. La densité électronique est représentée, en échelle de couleur en fonction du temps et de la direction perpendiculaire à la surface du plasma. Pour obtenir le champ attoseconde en mauve, on a effectué en tout point de l'espace la transformée de Fourier du champ B_z, puis on a appliqué un filtre passe bande sélectionnant les harmoniques 5 à 9, et enfin on a fait une transformée de Fourier inverse.

Afin de confirmer cette interprétation, nous avons effectué des simulations avec le code EUTERPE pour des éclairements modérés et des cibles denses ($n_e \gtrsim 100n_c(\omega_0)$). La figure 4.2 présente le résultat de l'une de ces simulations. On peut y voir superposés, les

oscillations de la densité électronique, et le champ $B_z(x,t)$ filtré spectralement entre les harmoniques 5 et 9. Ce graphique montre que deux impulsions XUV sont émises durant chaque cycle laser. Une de ces impulsions est produite au niveau de la surface critique du plasma, au moment où elle se déplace dans la direction du vide. Cette impulsion disparaît lorsque l'éclairement laser est diminué. Ainsi elle semble provenir d'un mécanisme de type miroir oscillant relativiste. L'autre impulsion est générée dans une partie bien plus dense du plasma, et pourrait donc être attribuée à une émission par des oscillations plasmas.

Ces résultats confirment qu'il existe au moins deux mécanismes de génération d'harmoniques d'ordres élevées sur miroir plasma. La prochaine partie de ce manuscrit, qui s'appuie essentiellement sur des simulations numériques, présente les principes de ce deux mécanismes. La troisième et dernière partie, qui est largement basée sur des résultats expérimentaux, est quand à elle consacrée aux propriétés des harmoniques. Nous montrons en particulier, que ces deux processus peuvent être facilement distingués grâce à des caractéristiques très différentes.

Deuxième partie

MÉCANISMES DE GÉNÉRATION

RÉSUMÉ

Cette partie, essentiellement théorique, a pour objectif l'étude détaillée des deux mécanismes de génération d'harmoniques sur miroir plasma que nous avons identifiés : l'émission cohérente de sillage et l'émission d'harmoniques relativistes.

Dans le cas de l'émission cohérente de sillage, les harmoniques sont rayonnées par des oscillations plasmas excitées périodiquement dans le gradient de densité par des électrons de Brunel. Ce mécanisme ne nécessite pas des éclairements laser extrêmement élevés, quelques $10^{15} W cm^{-2}$ suffisent. Par ailleurs, son efficacité ne dépend quasiment pas de l'amplitude du champ laser. Ainsi l'émission cohérente de sillage est à notre connaissance, le seul mécanisme de génération d'harmoniques (d'ordres élevés) quasiment linéaire. Sa principale limitation est qu'il ne permet de générer que des fréquences inférieures à la fréquence plasma maximale. Par suite, même en utilisant comme cible un matériau très dense comme de l'or on ne peut générer par émission cohérente de sillage que des photons d'énergie inférieure à $80eV$ (longueur d'onde supérieure à $15nm$).

Dans le cas de l'émission relativiste, les harmoniques sont émises par les électrons qui sont éjectés hors du plasma à des vitesses proches de celle de la lumière. Comme d'une part le champ électrique ne tire les électrons dans la direction du vide que durant un temps très bref et que d'autre part la source se déplace à vitesse relativiste vers l'observateur, ce dernier détecte des impulsions extrêmement courtes. Par suite, le spectre associé à ces impulsions est très étendu et peut atteindre le domaine des rayons X. Contrairement à l'émission cohérente de sillage ce mécanisme est fortement non-linéaire et nécessite pour être efficace des éclairements laser très élevés ($I \gg 10^{18} W cm^{-2}$).

5. ÉMISSION COHÉRENTE DE SILLAGE

Nous commençons par nous intéresser à l'émission cohérente de sillage (Coherent Wake Emission ou CWE), un processus que nous avons identifié en 2006 [24]. Son principe est schématisé sur la figure 5.1 où un laser polarisé p frappe à 45°un miroir plasma. En (a) et (b) on voit les électrons de Brunel arrachés puis renvoyés vers le plasma (voir le chapitre 1.2 sur l'effet Brunel et [34]). Ces électrons tendent à former des pics de densité attosecondes en pénétrant dans le plasma. Du fait de l'incidence oblique, la superposition des pics formés à différents points de la surface, résulte en un front de densité oblique qui se propage dans le plasma. Ce front schématisé en jaune sur le panneau (c) excite des oscillations plasmas, visibles en (d), qui peuvent rayonner dans l'UV durant une courte partie du cycle optique laser. Ainsi une impulsion attoseconde est émise durant chaque cycle, et on observe des harmoniques du laser dans le spectre.

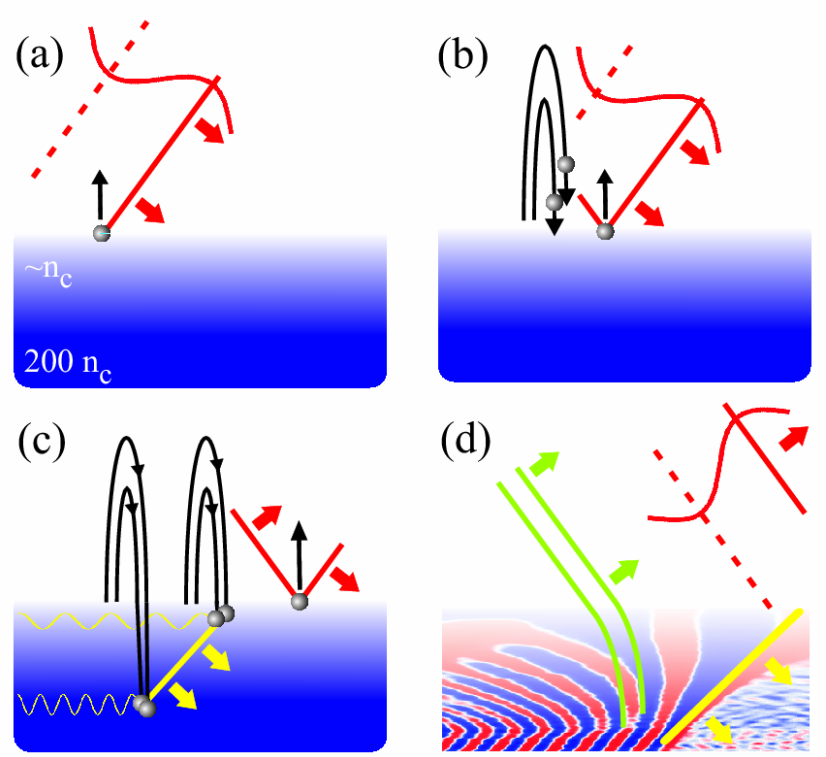


Fig. 5.1: Schémas des différentes étapes de l'émission cohérente de sillage. (a) Les électrons autour de la surface critique sont arrachés au plasma par le laser. (b) Les électrons de Brunel sont renvoyés vers le plasma. (c) Ces électrons se propagent dans le plasma en formant des pics de densité attosecondes. (d) Ils excitent des oscillations plasmas qui rayonnent en émettant une impulsion attoseconde par cycle.

Dans ce chapitre, nous étudierons en détail les différentes étapes schématisées sur

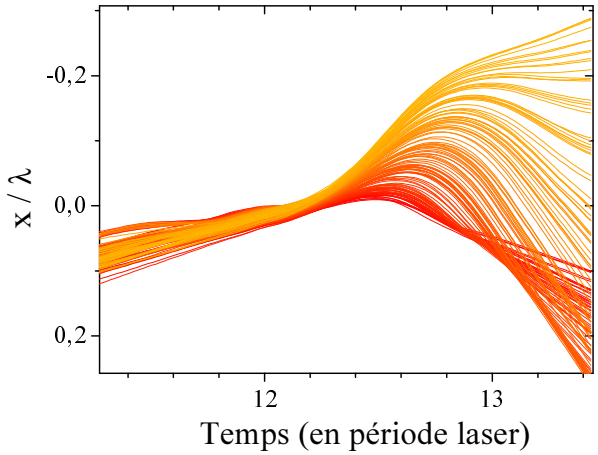


Fig. 5.2: Trajectoires des électrons de Brunel. Chaque courbe correspond à la trajectoire $x(t)$ d'une particule. La surface critique du plasma est positionnée en $x = 0$ et le laser provient de la zone $x < 0$.

la figure 5.1 : la formation des pics de densité électronique, l'excitation d'oscillations plasmas et l'émission d'impulsions attosecondes. Nous présenterons ensuite une étude paramétrique de ce mécanisme. Nous montrerons enfin que l'émission cohérente de sillage est un processus très général qui peut se manifester dans des situations physiques bien différentes de celle schématisée sur la figure 5.1.

5.1 Formation des pics de densité électronique

Nous avons montré dans la partie 1.2 que les électrons de Brunel qui retournent vers le plasma avec les vitesses maximales, rattrapent dans le gradient de densité, ceux qui ont été rappelés avant eux (première partie de la courbe en cloche sur la figure 1.4, page 15). Pour continuer cette étude de la dynamique des électrons à l'échelle du cycle laser, nous avons tracé sur la figure 5.2, au voisinage du maximum de l'impulsion laser, les trajectoires de 200 électrons choisis aléatoirement parmi ceux qui sont tirés hors du plasma avec une vitesse selon l'axe $\boldsymbol{O}x$ (perpendiculaire à la surface) supérieure à $c/30$. Comme sur la figure 1.3 (page 14), on observe les trajectoires des électrons arrachés au niveau de la surface critique ($x = 0$) par le laser, puis renvoyés vers le plasma. On remarque une nouvelle fois que les premiers électrons sortis du plasma (courbes les plus jaunes) ne reviennent pas vers ce dernier et oscillent dans le champ durant plusieurs cycles. Enfin, on voit également que des croisements de trajectoires se produisent dans le plasma sur-critique ($x > 0$). Nous montrerons dans cette section que ces croisements sont responsable de la formation des pics de densité électronique de la figure 5.1.

5.1.1 Vitesse de retour dans le plasma

L'étude de ces croisements de trajectoires, nous amène à analyser l'évolution dans le temps des vitesses électroniques normales à la cible. Ainsi, on a représenté sur la figure 5.3.a, la vitesse v_r des électrons au moment où ils pénètrent à nouveau dans le plasma. Seules les vitesses des particules qui sortent assez du plasma pour que l'on puisse mettre clairement en évidence un temps de retour ont été représentées. Cette

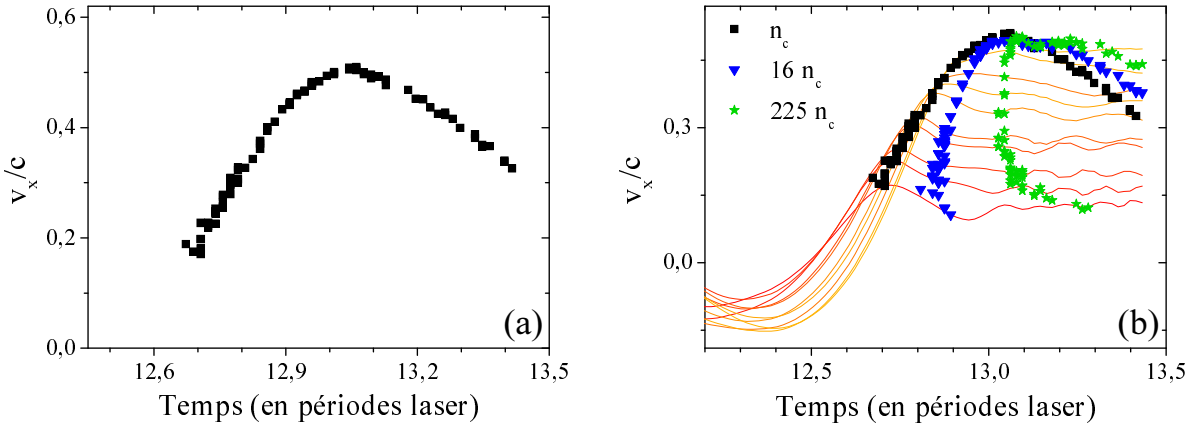


Fig. 5.3: (a) Vitesse de retour dans le plasma des électrons de Brunel $v_r(t)$, en fonction du temps. Cette vitesse est celle des particules de la figure 5.2, à l'instant où elles retraversent la surface critique ($x = 0$). (b) Évolution de la vitesse de 10 électrons dans le gradient de densité. Les temps de passage à n_c, $16n_c$ et $225n_c$ sont représentés par des points de différentes formes.

courbe montre que v_r augmente avec le temps jusqu'à atteindre un maximum pour $t_m = 13.04T$ où T est la période laser. Ainsi nous retrouvons un comportement similaire à celui observé sur la figure 1.4 (page 15), obtenue en utilisant le modèle très simple de Brunel.

Poursuivons en nous intéressant, sur la figure 5.3.b, à l'évolution de la vitesse de dix électrons choisis au hasard parmi ceux qui reviennent avant t_m(courbes oranges). On voit que dès que ces électrons passent la surface critique du plasma (instants symbolisés par des carrés), leur vitesse se stabilise. Si les électrons qui reviennent avec les vitesses les plus faibles (les premiers à revenir) sont sensiblement freinés au moment où ils traversent la surface critique, l'ensemble des courbes de vitesse restent dans une bonne mesure parallèles, et les différences de vitesse entre les particules varient peu lors de la traversée du gradient. On peut noter en particulier, qu'une fois que les électrons ont franchi la zone du gradient où $n > 16n_c$ (instants symbolisés par des triangles), leur vitesse ne varie quasiment plus. Ils conservent donc leur vitesse durant l'essentiel de la traversée du gradient (entre les triangles et les étoiles). Ceci semble montrer que si les champs électrostatiques dans le plasma modulent légèrement la vitesse des électrons, cet effet reste faible et ne va influer que très peu sur les trajectoires de ces électrons énergétiques.

En s'appuyant sur ces observations, on peut, pour simplifier l'analyse des trajectoires électroniques, négliger l'influence du plasma sur les électrons énergétiques et considérer qu'ils traversent le gradient avec une vitesse constante qui dépend de l'instant de retour dans le plasma. Comme cette vitesse augmente dans le temps (pour $t < t_m$), les électrons les plus rapides rattrapent les plus lents et les croisent dans le plasma.

5.1.2 Croisements de trajectoires

Ce phénomène est illustré par la figure 5.4.a, sur laquelle on a représenté les trajectoires dans le gradient, des particules qui reviennent avant t_m. Ces trajectoires sont les mêmes que celles de la figure 5.2, si ce n'est que l'on a supprimé les particules qui reviennent après t_m et les particules les plus lentes qui ne sont jamais sorties du plasma.

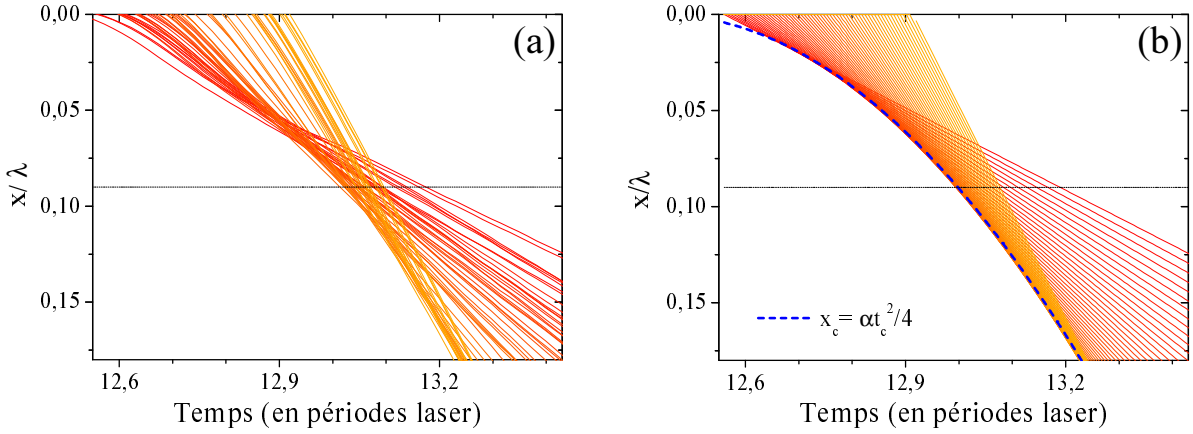


Fig. 5.4: Croisements des trajectoires des électrons de Brunel. (a) Trajectoires $x(t)$ données par le code EUTERPE. (b) Trajectoires calculées en supposant une vitesse constante qui dépend de l'instant où les électrons rentrent dans le plasma. Sur les deux graphiques, la droite en $x = 0.09$ symbolise la fin du gradient exponentiel ($n = 225n_c$). La courbe en traits pointillés symbolise le lieu des points de croisements.

A coté de cette figure, on a tracé sur le panneau (b) un ensemble de courbes $x(t)$ calculées en considérant que les particules traversent le plasma avec une vitesse constante qui dépend linéairement de l'instant de pénétration dans le plasma[1].

Aussi bien en (a) qu'en (b), on voit que des croisements de trajectoires se produisent tout le long du gradient de densité. Les électrons se concentrent et forment des pics de densité électronique (voir la sous-section 5.1.3). La forte ressemblance entre ces deux panneaux montre que ce phénomène provient uniquement des variations dans le temps de v_r et confirme que l'on peut négliger les fluctuations de vitesse dans le plasma. Comme leur vitesse reste constante dans le temps, les électrons qui se croisent en x ne sont pas les mêmes que ceux qui le font en $x+dx$. Par conséquent, alors que les particules ont des trajectoires rectilignes, le temps où ce croisement se produit ne dépend pas linéairement de la position dans le gradient x (voir les figures 5.4.a-b). Si l'on approche $v_r(t)$ par une droite pour $t < t_m$, on peut écrire que $v(t_r) = \alpha t_r$ et $x(t_r, t) = (\alpha t_r)(t - t_r)$, avec v la vitesse des électrons, x leur coordonnée et t_r le temps de retour[2]. On peut alors déterminer à quel moment les particules qui se croisent en x_c sont rentrées dans le plasma :

$$\left.\frac{\partial t}{\partial t_r}\right|_{x=x_c} = 0 \Leftrightarrow t_r = \sqrt{\frac{x_c}{\alpha}}. \tag{5.1}$$

En utilisant l'expression de x, on obtient alors une relation entre le temps de croisement t_c et la position dans le gradient x_c :

$$t_c = 2\sqrt{\frac{x_c}{\alpha}} \Leftrightarrow x_c = \alpha\frac{t_c^2}{4}. \tag{5.2}$$

Les pics de densité d'électrons énergétiques formés par les croisements, se propagent

[1] La droite $v_r(t)$ choisie reproduit approximativement la première partie de la courbe tracée sur la figure 5.3.a.

[2] L'origine des temps est choisie de façon à ce que $v_r(0) = 0$.

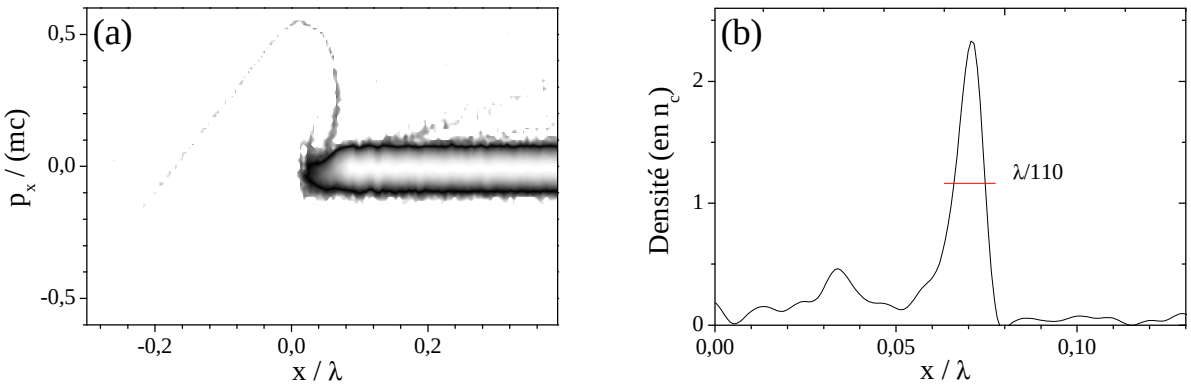


Fig. 5.5: Pic de densité électronique dans l'espace des phases. (a) Espace des phases (x, p_x) à $t = 12.96T$. On voit une concentration d'électrons énergétiques ($p_x \gtrsim 0.1mc$) en $x \approx 0.07\lambda$. (b) Somme sur $p_x > 0.1mc$ de la densité électronique de l'espace des phases tracé en (a). Les électrons énergétiques sont concentrés sur une longueur inférieure à un centième de la longueur d'onde laser.

donc à la vitesse $v_p(t) = \alpha t/2$: ils suivent un mouvement uniformément accéléré (voir la figure 5.4). Afin de mettre clairement en évidence ces pics, le plus naturel est de se tourner vers les espaces des phases qui permettent de visualiser la densité électronique en fonction de la position et de la vitesse des particules.

5.1.3 Propagation de pics de densité d'électrons énergétiques

Sur la figure 5.5.a est représenté un espace des phases (x, p_x), avec x la direction perpendiculaire au plasma et p_x l'impulsion dans cette direction. On voit clairement une concentration d'électrons énergétiques en $x \approx 0.06\lambda$. Nous avons annoncé en introduction de ce chapitre que ces pics de densité électronique ont des durées attosecondes. Ceci peut se vérifier facilement en sommant sur p_x la densité dans tout le demi espace $p_x > 0.1c$. En effectuant ce traitement pour l'espace des phases de la figure 5.5.a, on obtient la courbe en (b) où on voit que les électrons forment un pic dense ($n \approx 2.3n_c$ dans ce cas) et court ($\Delta x \approx \lambda/110$ soit $\Delta t \approx 100as$ pour $\lambda = 800nm$ et une vitesse moyenne des électrons de $c/4$). Nous verrons dans la section 5.2 que grâce à ces propriétés, ils peuvent exciter efficacement des oscillations plasmas.

On s'intéresse maintenant à la propagation de ce pic de densité dans le plasma, en effectuant à différents temps, le traitement réalisé pour obtenir la figure 5.5. On obtient ainsi la figure 5.6.a qui permet de faire deux observations importantes.

Tout d'abord, on voit que la forme du profil de densité évolue dans le temps. On remarque en particulier que la concentration d'électrons énergétiques est maximale en $x = 0.06\lambda$, ce qui correspond dans le gradient à une densité de $36n_c$. Au delà de cette valeur on observe très clairement un étalement du pic de densité. Ceci se comprend très bien en terme de croisements de trajectoires. En effet, au delà d'un certain temps, lorsque tous les électrons les plus rapides sont passés devant les plus lents, il n'y a plus de croisement. L'étalement provient alors simplement de la dispersion des vitesses.

Deuxièmement, on se rend compte que la vitesse du pic évolue, elle aussi, dans le temps. Pour mettre en valeur cet effet, on a tracé en (b) la vitesse moyenne des pics

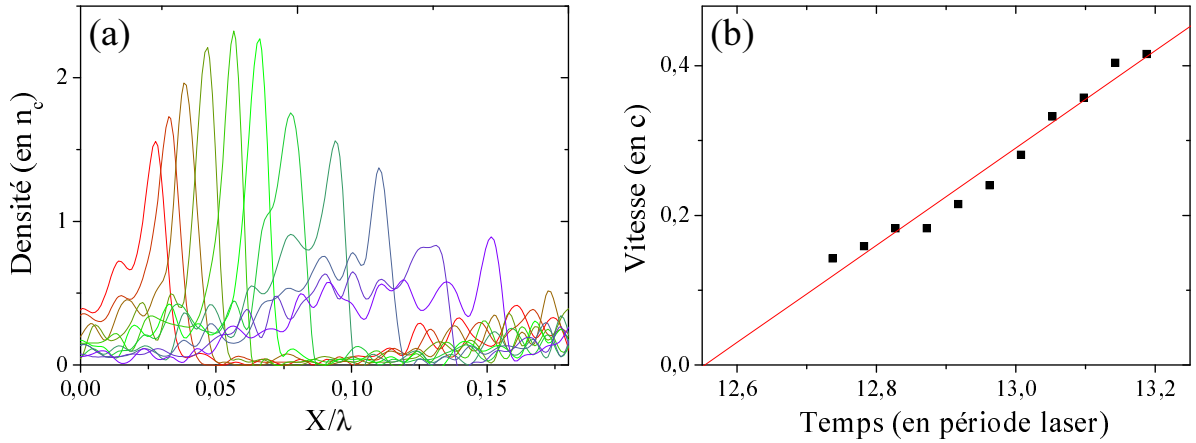


Fig. 5.6: Propagation du pic de densité électronique dans le gradient de densité. (a) Profils de densité des électrons énergétiques, pris à différents temps dans un cycle optique (le délais entre deux courbes successives est de 0.045 période laser).(b) Évolution de la vitesse du pic lors de sa propagation dans le gradient. Le coefficient de corrélation de la droite de tendance est de 0.98.

de densité. On voit qu'en accord avec le modèle analytique présenté plus haut, cette vitesse est proportionnelle au temps ($v_p(t) = \alpha t/2$). Le coefficient de proportionnalité déterminé sur la figure 5.6.b, permet d'estimer α : $\alpha = 1.3c/T$ soit $v_p = 0.65ct/T$. On peut vérifier que cette valeur correspond également à la pente de la partie linéaire de la courbe $v_r(t)$ tracée sur la figure 5.3. Ainsi malgré sa simplicité, notre modèle révèle un caractère prédictif.

Nous commençons à connaître certaines caractéristiques des pics de densité d'électrons énergétiques. Nous avons en particulier montré que lorsque $I = 10^{17} W cm^{-2}$, ils s'étalent sur des longueurs de l'ordre $\lambda/110$, se déplacent à une vitesse de l'ordre de $c/4 - c/3$ qui augmente dans le temps, et ont des densités de quelques n_c. Mais jusqu'à présent, nous n'avons étudié ces propriétés que pour un éclairement fixé, or on peut s'attendre à ce qu'elles dépendent de l'amplitude du champ laser. Nous avons donc fait varier l'éclairement laser, afin d'analyser son influence sur la densité et sur la vitesse des pics.

La courbe de la figure 5.7.a montre, qu'en régime non relativiste, la densité des pics d'électrons augmente linéairement avec l'amplitude du champ laser. Parallèlement, on voit en (b) sur la même figure, que la variation de la vitesse avec cette amplitude est beaucoup plus faible. Ce dernier point peut s'expliquer en utilisant la formule développée plus haut pour estimer la vitesse des pics en x, $v_p(x) = \alpha t(x)/2 = \sqrt{\alpha x}$ et en remarquant sur la figure 1.4 page 15 que dans le modèle de Brunel la vitesse de retour est proportionnelle à v_0 et donc à l'amplitude du champ. En supposant que $\alpha = \alpha_0 E_0$ avec $E_0 = \sqrt{I/10^{17} W cm^{-2}}$, on obtient en effet une vitesse $v_p = \sqrt{\alpha_0 E_0 x}$ qui reproduit de façon satisfaisante[3], pour $\alpha_0 = 1.3$, les variations de la vitesse des pics de densité avec

[3] L'écart entre la courbe et les points numériques se comprend aisément en regardant la simplicité du modèle. On a supposé que la vitesse de retour des électrons dans le plasma est proportionnelle au temps, mais la figure 5.3 montre que cette approximation n'est correcte que pour les premiers électrons qui reviennent. Or lorsque l'éclairement baisse, ce sont les électrons les plus énergétiques qui se croisent en haut du gradient. Dans ce cas, notre modèle surestime la pente locale de la fonction $v_r = f(t_r)$ et

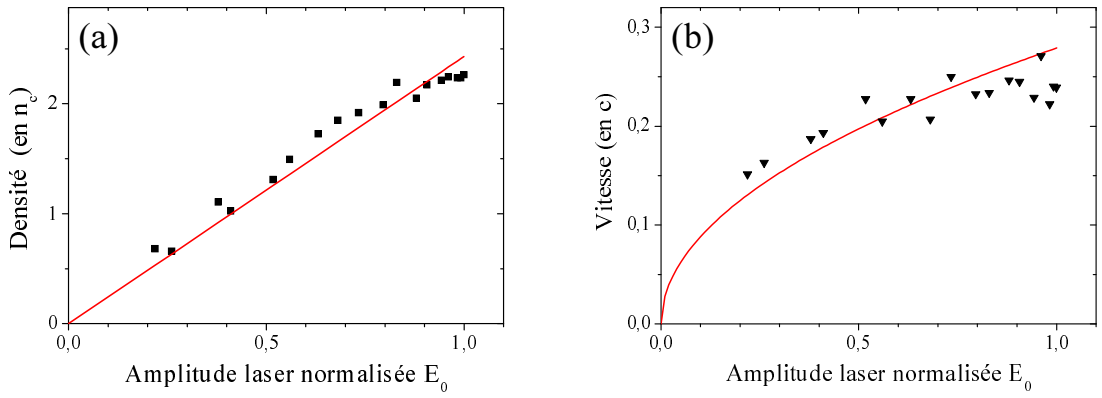


Fig. 5.7: Variation avec l'amplitude laser, de la densité en (a), et de la vitesse en (b), des pics de densité d'électrons énergétiques, en $x \approx 0.06\lambda$. Une amplitude de 1 correspond à un éclairement de $10^{17} W cm^{-2}$.

E_0 en $x = 0.06$ (voir la figure 5.7.b)

Notons que quel que soit le point x considéré, il existe un éclairement en dessous duquel α devient trop faible, pour qu'il puisse se produire un croisement de trajectoires en ce point ($x > \alpha t_m^2/4$). Ainsi, on peut montrer en utilisant les équations précédentes, que des électrons ne se croisent dans la partie la plus dense du gradient que si $I \geq 7 \times 10^{15} W cm^{-2}$. En dessous de cette valeur, la formule $v_p = \sqrt{\alpha_0 E_0 x}$ n'est donc plus applicable en tout x.

5.1.4 Direction de propagation

Jusqu'à présent nous avons traité un problème à une dimension spatiale, or du fait de l'incidence oblique on doit pour être rigoureux considérer un plan et donc s'intéresser à la vitesse des électrons selon l'axe Oy parallèle au plasma. En pratique, comme nous souhaitons seulement analyser les propriétés du pic de densité qui traverse le gradient, nous pouvons nous restreindre à l'étude de l'angle de propagation des électrons dans le plasma.

Nous avons donc tracé sur la figure 5.8.a, la courbe donnant l'évolution de l'angle de pénétration des électrons dans le plasma en fonction du temps. Cette courbe montre que l'angle de retour varie durant le cycle optique. Néanmoins, ces variations sont relativement faibles ; on peut noter en particulier que les électrons susceptibles de se croiser (ceux inscrit dans le rectangle en pointillés) font pratiquement tous un angle avec la normale inférieur à 15°en valeur absolue.

Nous avons observé sur la figure 5.3 que la vitesse dans la direction $\boldsymbol{e}_x$ ne varie quasiment pas une fois que les électrons ont pénétré le plasma sur-critique. Il en est de même pour la composante de vitesse parallèle à la surface du plasma, par conséquent la direction des électrons dans le plasma est elle aussi constante. Ainsi le panneau central de la figure 5.8.b illustre le fait que tous les électrons qui participent à la formation des pics de densité se déplacent en faisant un angle avec la normale constant et compris entre -13°et 22°. Les autres panneaux de la figure 5.8.b montrent que ce cône n'est pas modifié lorsque l'angle d'incidence du laser passe de 30 à 60 degrés.

---

donc la vitesse des pics.

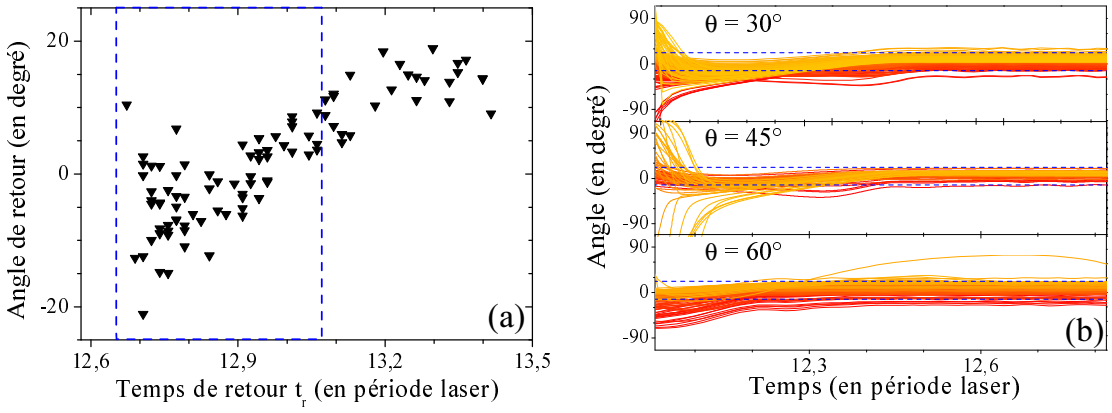


Fig. 5.8: Angle de propagation des électrons de Brunel dans le plasma. En (a), évolution de l'angle de pénétration dans le plasma (angle entre la direction des électrons et la normale au plasma, calculé à l'instant où ils traversent la surface critique). Les pointillés encadrent la zone contenant les électrons susceptibles de se croiser et donc de former des pics de densité. En (b), évolution de la direction de propagation des électrons formant des pics de densité, pour 3 angles d'incidence du laser. Les pointillés délimitent l'intervalle $-13° < \theta < 22°$.

En résumé, les électrons dont les vitesses de retour leur permettent de former des pics de densité dans le gradient, suivent des trajectoires quasiment perpendiculaires à la surface du plasma, et ce quelque soit l'angle d'incidence du laser. Ceci valide à posteriori l'étude précédente où nous avions considéré que les électrons se déplaçaient uniquement le long de l'axe $\boldsymbol{O}x$.

5.1.5 Influence de l'angle d'incidence

Si l'angle d'incidence θ n'a pas d'influence sur la direction de propagation des électrons, il pourrait en avoir une sur la densité et sur la vitesse des pics d'électrons énergétiques.

Nous commençons par nous intéresser à l'effet d'une variation de θ sur la vitesse des pics. Nous avons tracé sur la figure 5.9.a les vitesses de retour des électrons de Brunel pour $t < t_m$, un éclairement constant et des angles d'incidence θ, de 30, 45 et 60 degrés. Ces courbes nous permettent d'évaluer dans chaque cas, le facteur α qui relie dans notre modèle analytique la vitesse au temps de retour. On voit que α augmente avec l'angle d'incidence. Ceci se comprend bien puisque la vitesse de retour est proportionnelle à v_0 qui est elle même proportionnelle à la projection du champ électrique sur l'axe $\boldsymbol{O}x$ (voir la sous-section 5.1.3). En suivant ce raisonnement, on devrait trouver $\alpha \propto \sin\theta$, mais la variation observée est plus faible, ce qui suggère que les composantes de vitesse selon $\boldsymbol{O}y$ jouent un rôle dans le mécanisme d'absorption « Brunel ».

Lorsque l'on augmente l'angle d'incidence expérimentalement, la surface de la tache focale varie en $\cos\theta$. Par conséquent, si l'on ne modifie pas la focalisation ou la puissance du laser, l'éclairement sur la cible varie en $1/\cos\theta$. Afin de prendre cet effet en compte, on peut considérer que les trois courbes la figure 5.9 ont été obtenues pour des amplitudes $a(\theta) = f(\theta)a_0$ où $f(\theta) = \sqrt{\cos\theta/\cos(45)}$. Il suffit alors pour comparer les coefficients $\alpha(\theta)$ obtenus sur la figure 5.9 de les diviser par $f(\theta)$ (on suppose à nouveau que $v_r \propto \alpha$).

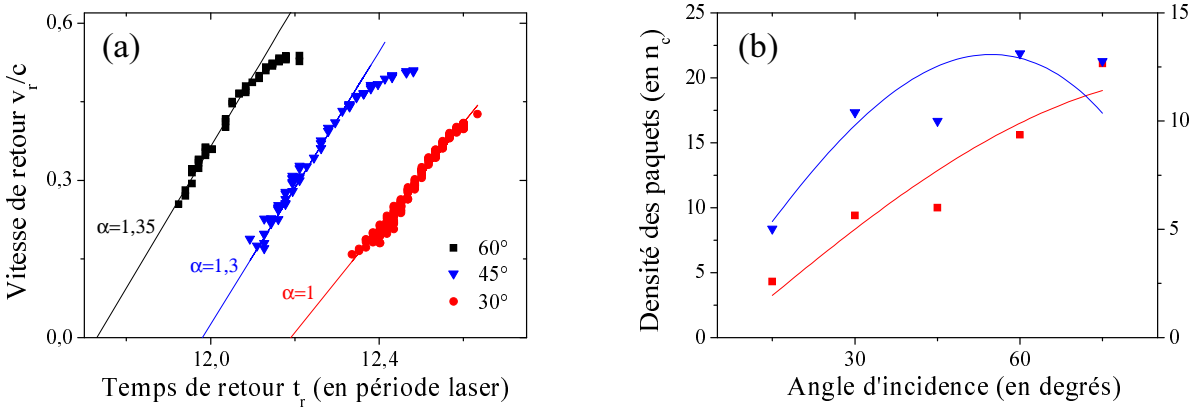


Fig. 5.9: Influence de l'angle d'incidence sur la vitesse et la densité des pics d'électrons. En (a), trois courbes montrent l'évolution dans le temps de la vitesse de retour des électrons pour des angles d'incidence de respectivement 60, 45 et 30 degrés et un éclairement fixé. Dans chaque cas, les courbes sont approchées par des droites qui permettent d'évaluer le facteur α et donc la vitesse des pics ($v_p \propto \sqrt{\alpha}$). L'amplitude du champ est la même pour les trois simulations. En (b), on observe les variations de la densité des pics en fonction de θ. Les carrés (échelle de gauche) montrent cette variation pour une amplitude constante, alors que les triangles (échelle de droite) ont été obtenus en tenant compte de la correction $\sqrt{\cos\theta/\cos(45)}$. Les courbes de tendance sont de la forme $A\sin\theta$ dans le premier cas, et $A/\cos(45)\sin\theta\sqrt{\cos\theta}$ dans le second.

On obtient ainsi : $\alpha(30) = 1.1$, $\alpha(45) = 1.3$ et $\alpha(60) = 1.1$. On trouve donc un maximum vers 45°, angle qui correspond qualitativement à un équilibre entre la décroissance de la composante E_x quand θ tend vers 0 et celle de l'éclairement incident lorsque θ tend vers 90°.

Poursuivons cette analyse en nous intéressant maintenant à l'influence de l'angle d'incidence sur la densité des pics d'électrons énergétiques. Afin de mener à bien cette étude, nous avons effectué un traitement identique à celui de la figure 5.5.b, pour des angles d'incidence allant de 15°à 75°et un éclairement constant. Nous avons ainsi obtenu les points symbolisés par des carrés sur la figure 5.9.b. Ces points semblent montrer que le nombre d'électrons tirés hors du plasma varie linéairement avec la composante E_x du champ (c'est-à-dire en $\sin\theta$). C'est ce que l'on pouvait attendre au regard de la figure 5.7.a. À nouveau, on peut simuler une expérience à énergie constante, en tenant compte du facteur correctif $f(\theta)$. On obtient ainsi les triangles de la figure 5.9 qui indiquent que le maximum serait autour de 55°. Compte tenu du peu de points utilisés, cette valeur, comme celle de l'angle optimal pour la vitesse des électrons, doivent néanmoins être prises avec précaution.

5.1.6 Conclusion sur la formation des pics de densité électronique

Résumons cette section, en nous attardant sur la figure 5.10 qui montre à nouveau les trajectoires des électrons de Brunel et illustre la formation des pics de densité électronique. Sur les trois panneaux de cette figure, le dégradé de couleur a été choisi pour mettre en valeur les particules qui forment des pics dans le gradient entre 16 et $225n_c$ (ce sont celles associées aux couleurs qui tendent vers le rouge). Grâce à ce choix

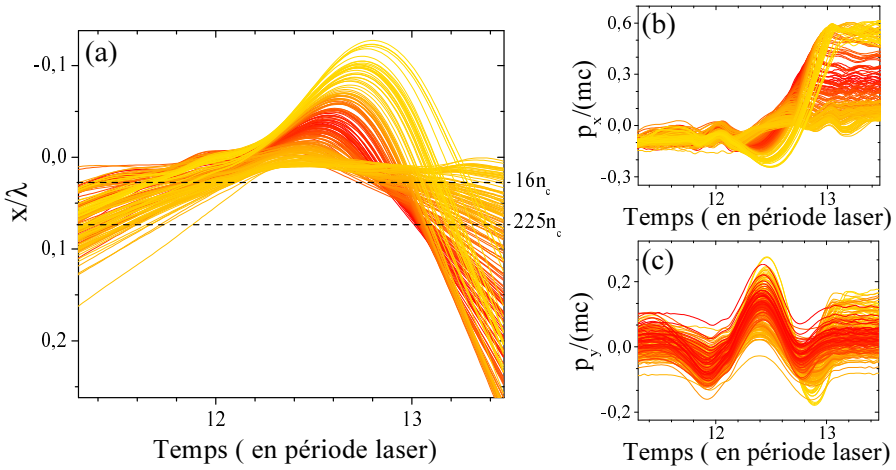


Fig. 5.10: Trajectoires des électrons de Brunel illustrant la formation des pics des densité. En (a), trajectoires (x,t) de 200 particules prises au hasard parmi celles qui sont arrachées au plasma par le champ électrique. En (b) évolution de l'impulsion selon $\boldsymbol{e}_x$ de ces mêmes électrons. En (c), idem pour l'impulsion selon $\boldsymbol{e}_y$

de couleurs, on observe à nouveau en (a) le croisement de trajectoires responsable des pics de densité.

Ce graphique montre que seule une petite partie des électrons de Brunel participe à la formation de ces pics. On peut noter que la distance parcourue dans le vide par ces électrons et leur vitesse dans le plasma (panneau (b)) n'ont rien de remarquable. Tout ce qui les distingue des autres électrons, c'est leur position sur la courbe qui relie le temps de retour dans le plasma à la vitesse de retour, position qui va leur permettre de se croiser dans le gradient de densité. On voit en particulier que les électrons qui suivent des « trajectoires longues » (ceux qui reviennent après t_m), ne peuvent pas former des pics de densité car les derniers électrons qui sont renvoyés vers le plasma ne peuvent jamais rattraper ceux qui sont revenus avant eux. Enfin le panneau (c) montre que l'ensemble des électrons en rouge revient vers le plasma avec une vitesse selon $\boldsymbol{e}_y$ quasiment nulle.

5.2 Excitation d'oscillations plasmas

Dans la section précédente, nous avons étudié la formation de pics de densité qui traversent le gradient formé à la surface de la cible. Nous avons ainsi mis en évidence, sur l'espace des phases de la figure 5.5, l'existence d'un pic de densité d'électrons énergétiques ($p_x > 0.1mc$) qui se déplace à l'intérieur du plasma thermique ($p_x \approx 0$). Ce pic de densité perturbe l'équilibre du plasma et donc, d'après la section 1.1.1, excite des oscillations à la fréquence plasma. C'est ce phénomène que nous allons étudier dans cette nouvelle section.

5.2.1 Excitation d'oscillations plasmas par des paquets d'électrons

Cas d'un plasma homogène

Nous considérons dans un premier temps, le cas d'un paquet de N électrons traversant en $1D$ un plasma homogène, et nous supposons que ce paquet est suffisamment

court devant la longueur d'onde plasma pour que l'on puisse considérer qu'il se comporte comme une seule particule de charge $-Ne$ et de vitesse v_p. Notons que cette hypothèse est vérifiée par les pics de densité que nous avons étudié dans la section précédente, puisqu'ils s'étalent sur une distance de l'ordre de $\lambda/100 < v_p/\omega_p$. Poursuivons en écrivant les équations, du mouvement, de continuité et de Maxwell-Gauss, linéarisées pour un fluide d'électrons froid non relativiste :

$$\partial_t \boldsymbol{v}_1 = -e\boldsymbol{E}_1/m \tag{5.3}$$

$$\partial_t n_1 + n_0 \nabla \cdot \boldsymbol{v}_1 = 0 \tag{5.4}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E}_1 = -\left[n_1 e + Ne\delta(x - v_p t)\right]/\epsilon_0, \tag{5.5}$$

où $\boldsymbol{v} = \boldsymbol{v}_0 + \boldsymbol{v}_1$ (avec $\boldsymbol{v}_0 = 0$) est la vitesse du fluide électronique, $n = n_0 + n_1$ (avec $n_0 \gg n_1$) sa densité et $\boldsymbol{E}_1$ le champ électrique.

Si l'on néglige la variation de vitesse du paquet d'électrons $\partial_t v_p = 0$, on peut réécrire ces équations en fonction d'une seule variable $\xi = x - v_p t$. On peut également, parce que le problème est $1D$, remplacer les vecteurs par des scalaires. On obtient alors :

$$-v_p \partial_\xi v_1 = -eE_1/m \tag{5.6}$$

$$-v_p \partial_\xi n_1 + n_0 \partial_\xi v_1 = 0 \tag{5.7}$$

$$\partial_\xi E_1 = -\frac{e}{\epsilon_0}\left[n_1 + N\delta(\xi)\right]. \tag{5.8}$$

Par suite, en combinant 5.8 avec les dérivées de 5.6 et 5.7, on aboutit à une équation décrivant les variations de n_1 :

$$\partial_\xi^2 n_1 + k_p^2 n_1 = -k_p^2 N\delta(\xi), \tag{5.9}$$

où $k_p = \omega_p/v_p$ avec ω_p la pulsation plasma. La solution de cette équation est la fonction de Green d'un oscillateur harmonique : $n_1 = -Nk_p \sin(k_p\xi)$ pour $\xi < 0$ et $n_1 = 0$ pour $\xi > 0$. En notant que $\sin(k_p\xi) = -\sin(\omega_p(t - x/v_p))$, on voit qu'en tout point x, des oscillations à la fréquence plasma sont excitées avec un retard x/v_p dû à la propagation du paquet d'électron.

Cas d'un gradient de densité exponentiel

Cette analyse très simple montre comment un plasma homogène initialement à l'équilibre, répond à la perturbation créée par un paquet d'électrons énergétiques de durée attoseconde. Le cas qui nous intéresse véritablement, celui d'un gradient de densité exponentiel est beaucoup plus complexe. Si l'on considère un gradient suffisamment doux, on peut supposer que le plasma est localement homogène et donc décrire les oscillations plasmas en utilisant la formule précédente : $n_1 = Nk_p(x)\sin(\omega_p(x)(t - x/v_p))$. Dans le cas d'un gradient exponentiel, $n_0 = n_{e0}e^{x/L}$, cette approximation est raisonnable si la longueur d'onde plasma locale, $\lambda_p(x) = 2\pi/k_p(x)$ est beaucoup plus petite que l'échelle caractéristique associée aux variations de $k_p(x)$, soit $\lambda_p(x) \ll (d\ln k_p(x)/dx)^{-1} = 2L$. Pour $\omega_p = 10\omega_0$ (où ω_0 est la pulsation laser) et $v_p = c/4$ cette condition équivaut à $L \gg \lambda/80$, avec λ la longueur d'onde laser. Comme c'est typiquement l'ordre de grandeur des longueurs de gradient que nous considérons, nous ne pouvons faire ici cette approximation.

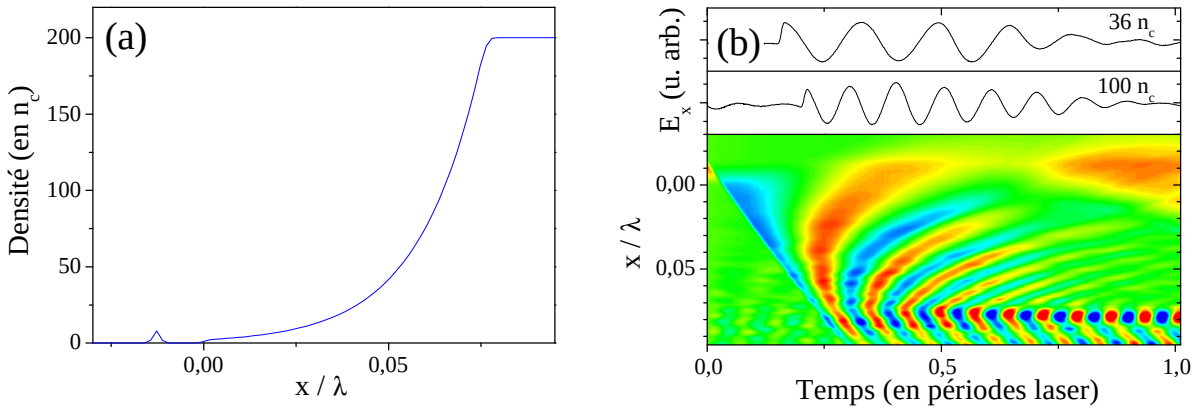


Fig. 5.11: Excitation d'oscillations plasmas par un paquet d'électrons sous incidence normale. En (a) le profil du densité initial permet d'observer le paquet d'électrons placé en n_c. Ce paquet se déplace dans le plasma en excitant des oscillations plasmas. Ces dernières sont visibles sur le panneau (b) où est représenté, en échelle de couleur, le champ électrique dans la direction x en fonction de x et du temps. Deux coupes du champ E_x (en $36n_c$ et $100n_c$) sont tracées au dessus de ce graphique.

Il est donc nécessaire de tenir compte de la variation de n_0 avec x dans les équations précédentes. En particulier on doit rajouter le terme $v_1\partial_x n_0$ dans l'équation de continuité. Mais si l'on tient compte de ce terme, les équations ne sont plus intégrables analytiquement. Afin de poursuivre cette étude, nous nous tournons par conséquent vers des simulations particulaires.

La figure 5.11 est le résultat d'une simulation, où un paquet d'environ 10^{15} électrons s'étalant sur $180as$, est placé sur la surface critique d'un plasma de $200n_c$, avec une vitesse de $0.3c$ (voir le panneau (a)). On notera que pour conserver les mêmes unités que dans le reste du manuscrit, nous utilisons toujours des quantités normalisées par T, n_c et λ, même si l'on ne considère aucune source laser. Le paquet d' électrons envoyé vers la cible excite dans son sillage des oscillations plasmas. En (b) sur cette même figure, on voit le champ électrique associé à ces modulations de densité électronique. La carte de champ électrique et les profils de E_x en $36n_c$ et $100n_c$ montrent que des oscillations plasmas sont excitées, avec des pulsations $\omega_p \propto \sqrt{n_0(x)}$ qui varient dans l'espace. Néanmoins, il n'est plus possible comme dans le cas du plasma homogène de décrire ces oscillations en utilisant l'expression $E_1 = (Ne/\epsilon_0)\cos(k_p\xi)$, car dans le gradient de densité, les oscillations sont brouillées au bout de quelques périodes plasma locales. Cet effet est cohérent avec l'analyse précédente, puisque pour la longueur de gradient de cette simulation, $L = \lambda/60$, l'hypothèse d'un plasma localement homogène n'est pas valable. On observe en revanche que dans la partie homogène du plasma (soit pour $x \gtrsim 0.8$), l'amplitude des oscillations reste quasiment constante dans le temps. On peut noter qu'elle varie néanmoins dans l'espace et qu'en particulier elle est maximale à l'interface entre la partie exponentielle et la partie homogène du plasma.

La figure 5.12 permet d'étudier plus en détail l'influence du gradient sur l'excitation des ondes plasmas. On a représenté sur ce graphique, des profils de champ E_x montrant les oscillations plasmas au point du gradient où $n_e = 64n_c$ ($\omega_p = 8\omega_0$), pour trois longueurs de gradient : $\lambda/30$, $\lambda/60$, $\lambda/100$. Ces courbes illustrent que plus le gradient est long, plus le plasma oscille longtemps à la fréquence considérée. Ainsi pour un gradient

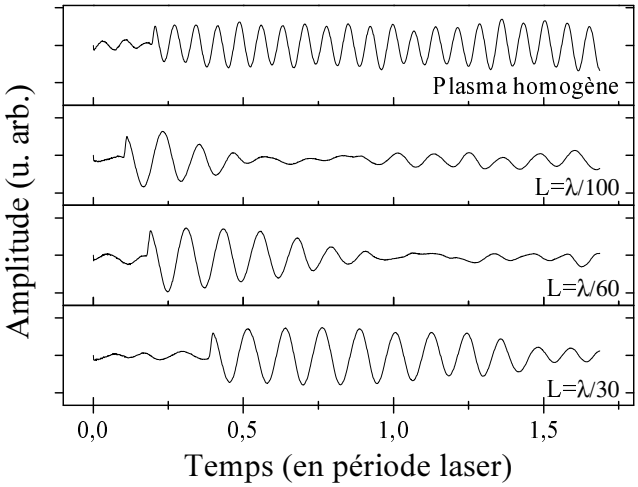


Fig. 5.12: Profils de champs E_x pour différentes longueurs de gradient. Sur les trois panneaux du bas, on a fait varier la longueur de gradient L et on a tracé des profils de E_x au point du gradient où $n = 64n_c$. Sur le panneau supérieur, on observe un profil pris dans le plasma homogène ($n = 200n_c$) dans le cas où $L = \lambda/100$.

très court de $\lambda/100$, on n'observe des oscillations que durant trois périodes, alors que pour un gradient moins extrême de $\lambda/30$, l'amplitude reste constante durant quasiment tout un cycle laser. Dans le cadre de l'émission cohérente de sillage où un nouveau pic de densité électronique traverse le plasma à chaque période laser, on peut donc négliger l'amortissement des oscillations plasmas dès que $L \gtrsim \lambda/30$. Dans le cas où $L = \lambda/100$, on a également tracé sur la figure 5.12 (panneau du haut) un profil pris dans la partie homogène du plasma. Cette courbe contraste avec celle à $64n_c$ et montre que dans cette partie du plasma, l'amplitude des oscillations ne dépend pas du temps.

On voit également sur les figures 5.11.b et 5.12 que l'amplitude maximale des oscillations du champ E_x dépend peu de la longueur de gradient et de la position dans le gradient. Notons que pour des gradients plus long, elle peut décroître avec L parce que les paquets d'électrons s'étalent avant d'atteindre l'extrémité du gradient. Néanmoins pour les longueurs de gradients qui nous intéressent, c'est-à-dire, $L \lesssim \lambda/10$, cet effet est négligeable. Ainsi, on peut considérer que l'amplitude des oscillations ne dépend que de la densité des paquets d'électrons qui les excitent. Plus précisément, d'après les équations développées plus haut dans le cas d'un plasma homogène, on s'attend à ce que E_1 soit proportionnel à N (on a en effet $E_1 = (Ne/\epsilon_0)\cos(k_p\xi)$). Nous allons maintenant vérifier cette propriété en nous appuyant sur de nouvelles simulations.

Influence de la densité des paquets d'électrons

Le résultat de ces simulations est reporté sur la figure 5.13 où on voit que l'amplitude crête des oscillations plasmas, excitées par un paquet d'électrons varie bien linéairement avec sa densité. Mais on remarque que la droite reliant cette amplitude à la densité des paquets ne passe par zéro. Ainsi, même quand on n'envoie aucun électron vers le plasma ($N = 0$), des oscillations électroniques sont excitées. Ce comportement peut sembler étrange, car en l'absence de perturbation le plasma doit rester à l'équilibre. L'explication de ce phénomène est que dans nos simulations, nous utilisons comme gradient de

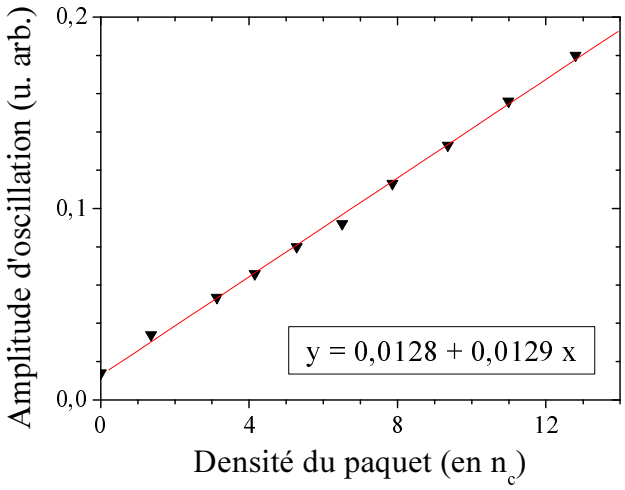


Fig. 5.13: Variation de l'amplitude crête des oscillations plasmas autour de $100n_c$ avec la densité des paquets d'électrons énergétiques. L'excellent coefficient de régression de la courbe de tendance, $R = 0.99$, montre que cette variation est linéaire.

densité initial une exponentielle tronquée avec $n_i = Zn_e(t = 0)$, ce qui ne constitue pas un plasma à l'équilibre [85]. Ainsi, dès le début de la simulation des électrons sont éjectés hors du plasma en excitant des oscillations électronique. Néanmoins, comme le point obtenu pour $N = 0$ se situe sur la droite de tendance de la figure 5.13, on peut considérer que cet effet se traduit par un bruit de fond qui s'ajoute au signal. On retiendra donc simplement que pour des paquets d'une centaine d'attosecondes, l'amplitude des oscillations électroniques dans le plasma est proportionnelle à la densité des paquets d'électrons énergétiques qui les excitent.

Finalement, comme l'amplitude des pics de densité d'électrons de Brunel varie quasiment linéairement avec le champ laser (voir la figure 5.7 page 53), l'amplitude des oscillations varie elle aussi linéairement avec le champ électrique source.

5.2.2 Incidence oblique : propagation d'une nappe d'électrons

Jusqu'à présent nous avons essentiellement mené une étude à une dimension. En trois dimensions, si l'on fait l'hypothèse que le laser est une onde plane, la physique est la même en chaque point de la surface du plasma. Seulement, si le vecteur d'onde fait un angle θ avec la normale au plasma $\boldsymbol{O}x$ dans le plan $(\boldsymbol{O}x, \boldsymbol{O}y)$, la phase du laser varie linéairement avec y, et l'origine des temps au point $(0, y)$ est retardée de $y \sin\theta/c$ par rapport à celle au point $(0, 0)$ (voir la figure 5.14.a). Ce délai fait que les pics de densité qui excitent les oscillations plasmas lors de l'émission cohérente de sillage, sont formés plus tard en $(0, y)$ qu'en $(0, 0)$. Ainsi en deux ou trois dimensions, on doit considérer que se sont des nappes d'électrons énergétiques qui traversent le plasma (voir la figure 5.14.b). L'angle θ' que font ces nappes avec la surface du plasma est déterminé par la vitesse des paquets $\boldsymbol{v}_p$ et par l'angle d'incidence θ. Plus précisément, comme $\boldsymbol{v}_p \approx v_p \boldsymbol{e}_x$ (voir la section 5.1.4), on a $\tan\theta' = (v_p/c)\sin\theta$, soit $\theta' = 10°$pour $v_p = c/4$ et $\theta = 45°$.

Le code particulaire $2D$ CALDER permet de visualiser ces nappes directement sur des cartes (x, y). Ceci est illustré par la figure 5.15, sur laquelle nous avons tracé le

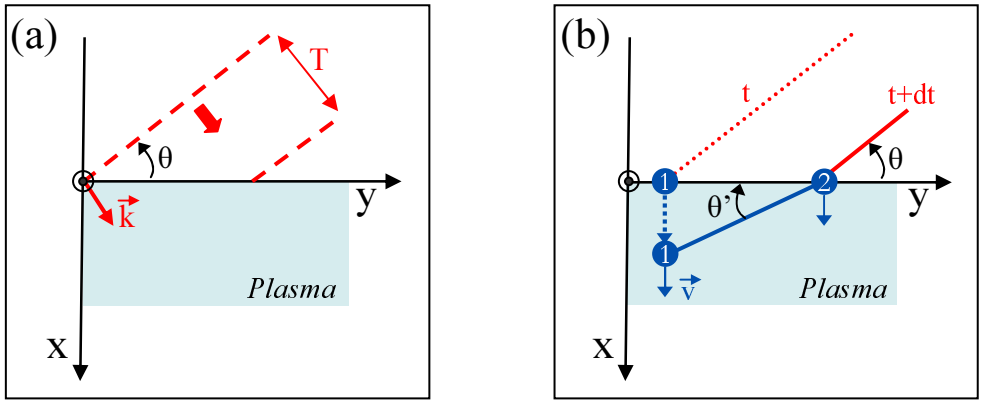


Fig. 5.14: Formation d'une nappe d'électrons en incidence oblique. En (a), les fronts d'onde laser sont représentés en traits pointillés. Ils font un angle θ avec la surface du plasma. Un point donné du front d'onde se déplace selon Oy à la vitesse $c/\sin\theta$. En (b), on a dessiné deux paquets d'électrons. Le paquet (1) qui part du point $(0, y)$ à t et le paquet (2) qui part de $(0, y + dy)$ à $t + dt$ avec $dy/dt = c/\sin\theta$. Le paquet (2) est en retard sur le (1) parce que laser éclaire un point $(0, y)$ de la surface du plasma avec un délai proportionnel à y.

champ électrique E_x et la densité des électrons ayant une impulsion selon $\boldsymbol{e}_x$ supérieure à $0.28mc$ (en jaune). On remarque que le champ électrique est plus bruité ici que dans les simulations précédentes, ce qui s'explique par un nombre de particules par maille plus faible. Ceci précisé, on observe que les électrons énergétiques qui traversent le plasma forment bien une nappe de charge et que cette dernière fait un angle de 13.5°avec l'axe $\boldsymbol{O}y$. A partir de cet angle, on peut déterminer la vitesse moyenne des pics de densité, $v_p = 0.34mc$ dans ce cas. On remarque par ailleurs que ce front électronique est courbé : c'est parce que ces pics suivent un mouvement uniformément accéléré (voir la section 5.1.2)

Cette figure confirme qu'en deux dimensions, il faut considérer que le plasma est traversé par un front électronique qui fait un angle θ' avec la normale. Dans un plasma infini homogène, l'excitation des ondes plasmas par cette nappe peut se modéliser très simplement, en effectuant une rotation de $-\theta'$ pour se placer dans un repère $(\boldsymbol{O}x', \boldsymbol{O}y')$ où le front électronique est parallèle à $\boldsymbol{O}y'$ et se déplace à la vitesse $v_p \cos\theta'$ selon $\boldsymbol{O}x'$. Dans ces conditions, le système est invariant par translation selon $\boldsymbol{O}y'$. Par suite, en posant $v'_p = v_p \cos\theta'$ et $\xi' = x' - v'_p t$, on peut décrire l'interaction en remplaçant ξ par ξ' et v_p par v'_p dans les équations 5.6 à 5.8. On obtient ainsi une expression pour $n_1(\xi')$, et en utilisant l'équation 5.8 on aboutit à une formule pour le champ :

$$E_1 = (Ne/\epsilon_0)\cos(\omega_p \xi'/v'_p) \quad (5.10)$$
$$= (Ne/\epsilon_0)\cos\omega_p(t - (x + y\tan\theta')/v_p) \quad (5.11)$$
$$= (Ne/\epsilon_0)\cos\omega_p(t - x/v_p - y\sin\theta/c) \quad (5.12)$$

Cette expression montre que la nappe électronique excite des oscillations à la pulsation ω_p avec un délai $t_0 = x/v_p + y\sin\theta/c$. On voit que deux vitesses interviennent dans cette équation. D'une part, la vitesse de la nappe v_p influe sur le temps de parcours des électrons entre le point $(0, y)$ à la surface du plasma et le point (x, y). D'autre part, la

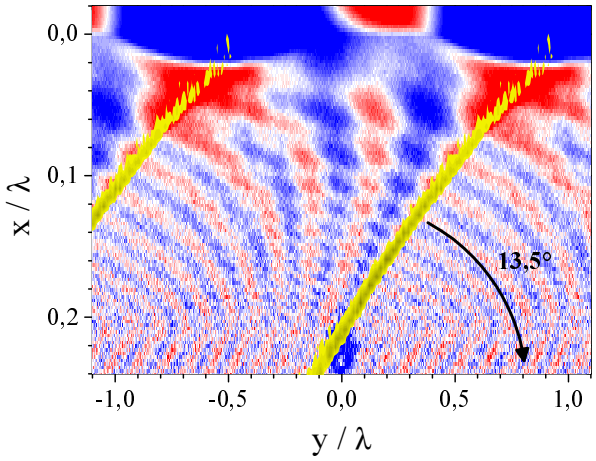


Fig. 5.15: Traversée du plasma par des pics de densité d'électrons énergétiques en incidence oblique. Le champ E_x représenté en échelle de couleur allant du rouge au bleu permet d'observer les oscillations plasmas. On a superposé en jaune sur cette carte de champ la densité des électrons tels que $p_x > 0.28mc$. L'échelle de couleur jaune va de $2.5n_c$ à $11n_c$. La surface du plasma se situe en $x = 0$ et le laser se déplace dans le sens des y positifs. Le front électronique au centre de cette figure est responsable de l'excitation des oscillations plasmas au dessus du lui ; les autres oscillations ont elles été excitées lors du cycle laser précédent.

vitesse de phase du laser selon $\boldsymbol{O}y$, $c/\sin\theta$, induit un retard quand on se déplace le long de la surface (voir la figure 5.14).

Comme dans le cas à une dimension, on est tenté d'utiliser cette équation pour décrire l'excitation des oscillations plasmas dans un gradient en supposant que la variation de la densité électronique est suffisamment lente. Afin de tester cette approximation, nous avons tracé sur la figure 5.16 au dessus d'une carte de champ électrique issue d'une simulation avec impulsion laser, une carte représentant la fonction $\sin\omega_p(x)(t - t_0)$ avec y fixé. La très forte ressemblance entre les deux panneaux de la figure 5.16, valide l'application de la formule 5.12 dans un gradient de densité exponentiel. Certaines différences apparaissent néanmoins entre les deux cartes de contours de cette figure. On observe en particulier que les oscillations aux fréquences les plus faibles se brouillent peu avant l'arrivée du second pic de densité. Ce brouillage faible pour le gradient de $\lambda/40$ de cette simulation, s'accentue pour des gradients plus raides (figure 5.17). Ainsi, on observe un comportement tout à fait similaire à celui discuté dans le cas de l'incidence normale (figure 5.12).

5.2.3 Direction d'oscillation des électrons thermiques

Afin de finir de valider cette description très simple de l'excitation des oscillations plasmas, il nous reste à vérifier qu'en incidence oblique les électrons thermiques mis en mouvement par le passage d'un pic de densité, oscillent bien perpendiculairement aux fronts d'électrons énergétiques. Pour cela, nous avons tracé sur la figure 5.17 les trajectoires des électrons de Brunel qui forment des pics de densité dans le gradient (ce sont ceux qui avaient des couleurs tendant le plus vers le rouge sur la figure 5.10). Ces pics excitent des oscillations plasmas qui sont observables sur la carte de champ E_x de

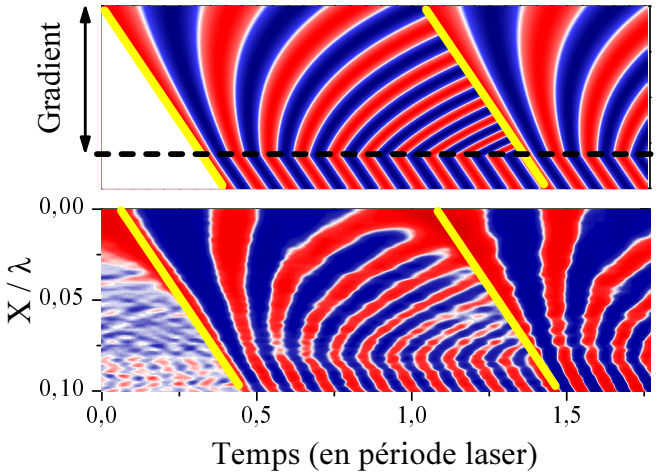


Fig. 5.16: Comparaison entre le modèle analytique d'excitation des oscillations plasmas et une simulation particulaire, dans un gradient exponentiel. Sur le panneau du haut on a tracé la fonction $\cos\omega_p(x)(t-t_0)$ pour un y donné et $v_p = c/4$. Sur le panneau du bas, on a représenté le champ électrique E_x. Les échelles en x et en t sont les mêmes sur les deux cartes de contours. L'échelle de couleur est saturée pour bien mettre en évidence les fronts d'onde. Le bleu correspond à un champ négatif, le rouge à un champ positif et le blanc à 0. Sur les deux panneaux, les trajectoires des électrons énergétiques sont schématisées par des droites jaunes de pente v_p. Comme l'échelle temporelle s'étend sur plus d'une période laser, on observe les effets du passage de deux pics de densité successifs.

cette figure.

Poussons l'analyse un peu plus loin, en nous intéressant à la figure 5.18 qui permet d'observer les spectres en tout point du gradient des composantes J_x et J_y du courant électronique issu d'une simulation EUTERPE. Ces spectres sont obtenus en effectuant pour chaque point d'abscisse x, la transformée de Fourier temporelle de J_x et de J_y. Ce traitement est effectué sur toute la durée de la simulation, on observe donc du fait de la périodicité de la perturbation, des harmoniques dans le spectre. Ces deux cartes de contours montrent que le courant a des composantes à des fréquences élevées. Ces composantes sont associées aux oscillations plasmas excitées tout le long du gradient. Ainsi, cette figure permet de vérifier que le point où J oscille à ω correspond au point du gradient où la fréquence locale est égale à ω. Si l'on regarde soigneusement ces cartes, on peut faire deux observations supplémentaires.

Premièrement, la composante de J_x à ω est beaucoup plus localisée spatialement que celle de J_y. C'est parce que le champ électrique selon $\boldsymbol{Oy}$, associé à l'émission harmonique est continu et qu'il peut donc, contrairement au champ selon $\boldsymbol{O}x$, pénétrer sous la forme d'une onde évanescente dans le plasma sur-critique et ainsi faire osciller le plasma à des fréquences différentes de la fréquence plasma locale.

Deuxièmement, on observe que les électrons excités oscillent essentiellement selon $\boldsymbol{e}_x$. Pour évaluer précisément l'angle θ_{osc} entre la direction d'oscillation et la normale au plasma, il suffit, en principe, de calculer l'arctangente du rapport $J_y/J_x = v_y/v_x$. Sur la figure, on observe que J_y/J_x varie avec l'ordre harmonique, mais les données sont trop bruitées pour permettre une mesure précise pour chaque harmonique, on se limite donc à l'évaluation d'un angle θ_{osc} moyen. En considérant que $J_y/J_x \approx 0.2$, on

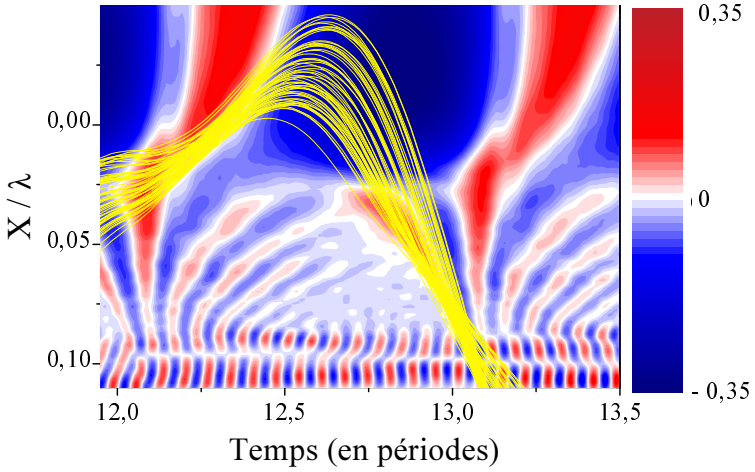


Fig. 5.17: Excitation d'oscillations plasmas par le pic de densité formé par les électrons de Brunel. On observe les trajectoires des électrons énergétiques qui forment des pics de densité, tracées sur une carte de champ E_x. On voit que ces électrons excitent des oscillations plasmas dans le gradient de densité pour $t \gtrsim 13T$ (les oscillations entre $t \approx 12T$ et $t \approx 13T$ ont été excitées par les électrons de Brunel revenus lors du cycle laser précédent).

obtient ainsi $\theta_{osc} \approx 11°$, valeur qui est du même ordre que l'angle θ' entre la nappe de densité et la surface du plasma ($10 \leq \theta' \leq= 13°$pour $c/3 < v_p < c/4$). Les électrons thermiques oscillent donc bien perpendiculairement à la nappe de densité qui les met en mouvement. Notons que si l'on ne peut pas effectuer une mesure précise de θ_{osc} pour chaque harmonique, on voit néanmoins sur la figure 5.18 que J_y/J_x diminue avec l'ordre harmonique, ce qui est cohérent avec les résultats de la sous-section 5.1.3, où nous avions montré que v_p et donc θ' augmentent, au fur et à mesure que l'on s'enfonce dans le plasma.

En résumé nous avons montré dans cette section, que les pics de densité formés par les électrons de Brunel sont capables d'exciter efficacement des oscillations électroniques dans le gradient de densité. Les électrons thermiques mis en mouvement oscillent perpendiculairement aux nappes de charges excitatrices avec une amplitude proportionnelle à la densité des pics. Il nous reste maintenant, pour terminer l'étude de l'émission cohérente de sillage, à analyser comment ces oscillations plasmas peuvent générer des impulsions attosecondes.

5.3 Émission d'impulsions attosecondes

Nous avons montré dans la section précédente que les électrons mis en mouvement par la traversée d'une nappe d'électrons oscillent perpendiculairement à cette dernière. Dans un plasma homogène, ces oscillations sont donc purement longitudinales ($\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{k} = 0$) et les champs résultants purement électrostatiques (voir la section 1.3). La situation est tout à fait différente dans un gradient de densité où les fronts de phase se courbent au cours du temps (voir figures 5.11, 5.16 et 5.17). Comme les électrons thermiques oscillent toujours perpendiculairement aux nappes, ils acquièrent des composantes transverses ($\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{k} \neq 0$)

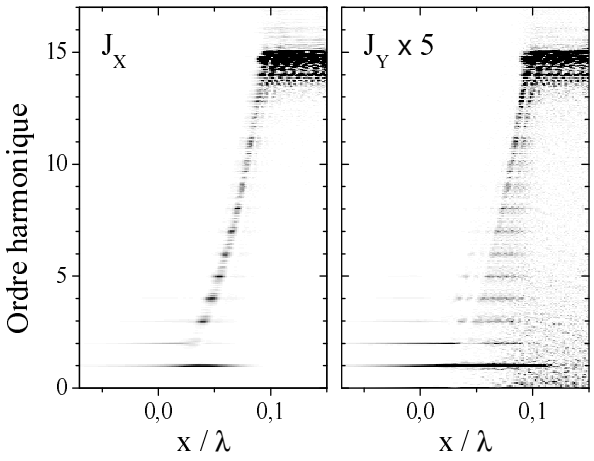


Fig. 5.18: Cartes de courants et direction d'oscillation des électrons thermiques. On a représenté les transformées de Fourier en chaque point x des composantes J_x et J_y du courant électronique. J_y a été multiplié par cinq pour rendre la carte de contour visible. Ces graphiques montrent qu'en chaque point du gradient J_x et J_y ont des composantes à la fréquence plasma locale. Le ratio $J_y(x,\omega)/J_x(x,\omega) = v_y(x,\omega)/v_x(x,\omega)$ donne directement accès à la direction d'oscillation des électrons à la fréquence ω.

et peuvent donc rayonner. Nous allons maintenant montrer sous quelles conditions cette émission se produit effectivement.

5.3.1 Localisation de la source

La figure 5.19.a, fournit une première illustration de l'émission plasma. Cette figure représente en échelle de couleur, l'enveloppe du champ B_z filtré en fréquence entre $4\omega_0$ et $14\omega_0$ (ω_0 est la pulsation laser), superposée à la figure 5.15 (B_z est issu de la même simulation). Ce graphique montre que le plasma sur-critique émet une impulsion d'environ 650 attosecondes, une fois par cycle, peu après le passage d'un front d'électrons énergétiques. Ceci suggère que les oscillations excitées par les nappes de charges rayonnent peu après avoir été excitées. Le panneau (b) de la figure 5.19 permet de pousser plus loin cette analyse. On y a tracé le spectre de B_z calculé en chaque point de l'axe $\boldsymbol{O}x$. On remarque que ce spectre est formé d'harmoniques de la fréquence du laser, c'est parce que le processus d'émission d'une impulsion attoseconde se répète à chaque passage d'une nappe d'électron, soit une fois par cycle optique.

A l'extrême droite du graphique, dans le plasma homogène, le spectre est nul. Ceci s'explique d'une part parce que le plasma homogène ne peut pas émettre et d'autre part parce que les ondes dont la fréquence est inférieure à sa pulsation plasma ne peuvent s'y propager. Au fur et à mesure que l'on se déplace en direction du vide (x diminue) des fréquences apparaissent. Plus précisément, la fréquence ω apparaît au point x où $\omega_p(x) = \omega$. On les voit ensuite se propager jusqu'à l'extrême gauche de la carte de couleur, vers le vide. À droite du point où $\omega = \omega_p$, on observe une décroissance exponentielle dans le sens des x croissants qui est caractéristique d'une onde évanescente ; le champ à la fréquence ω ne peut se propager dans des zones où $n_e > n_c(\omega)$.

Ainsi cette figure suggère que se sont les oscillations électroniques qui rayonnement. Chaque harmonique semble en effet provenir d'une zone où le plasma oscille à la

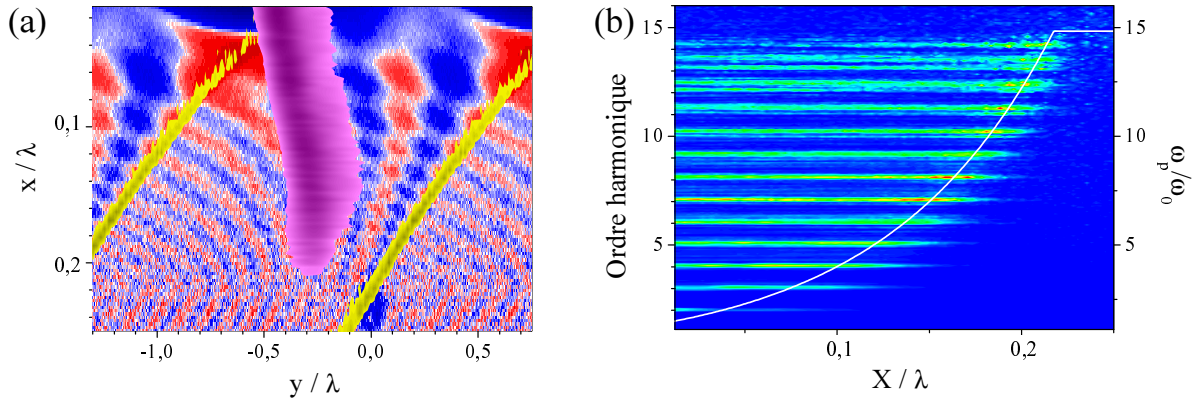


Fig. 5.19: Localisation de l'émission harmonique. En (a), on a repris la carte de champ électrique et la carte de densité des électrons énergétiques de la figure 5.15 et on y a superposé l'enveloppe du champ B_z filtré entre $4\omega_0$ et $14\omega_0$ (échelle de couleur pourpre). En (b) on a tracé une carte de spectres de B_z calculés en chaque point de l'axe des abscisses. Afin de pouvoir visualiser l'ensemble des fréquences avec le même contraste, on a appliqué une correction sur les spectres. L'échelle de couleur utilisée est linéaire.

fréquence de l'harmonique considérée. Mais cette observation n'est pas suffisante pour conclure, car n'importe quelle onde électromagnétique à $\omega = n\omega_0$ qui se propagerait vers les x positifs, se réfléchirait autour de la densité critique $n_c(\omega)$ et donnerait une trace similaire. Mais nous disposons de plusieurs indices montrant que les harmoniques ne se propagent qu'en direction du vide. Tout d'abord, on observe sur la figure 5.19.a que les impulsions se déplacent toujours dans la même direction, ce qui et en contradiction avec une réflexion des harmoniques. Ensuite, si les harmoniques se réfléchissaient, les champs incidents et réfléchis devraient interférer et on devrait observer des nœud et des ventres en (b) entre le point source et le point de réflexion, ce qui n'est pas le cas (le signal fluctue simplement d'environ 25%).

Ainsi, ces deux figures montrent que les impulsions attosecondes sont bien émises dans le gradient de densité et que l'harmonique d'ordre n est très probablement produite dans une zone du gradient où la fréquence plasma locale est égale à $n\omega_0$.

5.3.2 Étude analytique

Étudions maintenant analytiquement l'émission par les oscillations plasmas. Lors de cette analyse, nous supposerons que le gradient est suffisamment long pour que l'équation 5.12 soit applicable[4]. Dans ces conditions, on a pour $t - x/v_p - y\sin\theta/c \geq 0$:

$$E_1 = \frac{Ne}{\epsilon_0}\cos\left[\omega_p(x)(t - x/v_p - y\sin\theta/c)\right] \tag{5.13}$$

$$n_1 = \frac{N\omega_p(x)}{v_p\cos\theta'}\sin\left[\omega_p(x)(t - x/v_p - y\sin\theta/c)\right] \tag{5.14}$$

$$v_1 = \frac{N\omega_p(x)}{n_0(x)}\sin\left[\omega_p(x)(t - x/v_p - y\sin\theta/c)\right]. \tag{5.15}$$

[4] Nous avons montré dans la section précédente que même lorsque le gradient est trop court pour que cette formule soit applicable, la physique reste très semblable

Au premier ordre, le courant produit par le passage de la nappe d'électrons est $\boldsymbol{j}(x,y,t) = n_0(x)e\boldsymbol{v}_1(x,y,t)$ car $v_0 = 0$. Pour obtenir simplement une expression du courant transverse, on poursuit cette analyse dans le référentiel mobile (associé à l'indice d pour « dérive »). En effectuant une transformation de Lorentz, on obtient : $j_{y,d} = \gamma_d(j_y - \beta_d c\rho)$, où, $j_y = \sin\theta' \, |\boldsymbol{j}|$, $\beta_d = v_d/c = \sin\theta$ et $\gamma_d = 1/\cos\theta$. On utilise alors les équations précédentes pour aboutir à une expression du courant transverse dans le référentiel mobile :

$$j_{y,d} = Ne\omega_p(x)\frac{\sin^2\theta' - \sin^2\theta}{\cos\theta\sin\theta'}\sin\left[\omega_p(x)(t - x/v_p - y\sin\theta/c)\right]. \tag{5.16}$$

On poursuit cette étude en supposant que

$$\omega_p(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour} \quad x < 0 \\ \omega_{p0}e^{(x-x_0)/2L} & \text{pour} \quad 0 \le x < x_0 \\ \omega_{p0} & \text{pour} \quad x \ge x_0 \end{cases}, \tag{5.17}$$

et en utilisant l'équation aux courants retardés établie dans la section 1.3 (page 19) pour calculer le champ rayonné en $(x,y) = (0,0)$:

$$\begin{aligned} E_y(t) &= \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} J_t(z, t - z/c)dz \\ &= \frac{\mu_0 e}{\cos\theta}\int_0^{\infty} \omega_p(z)g(z)\sin\left[\omega_p(z)(t - z/c - z/v_p)\right]dz \\ &= \frac{\mu_0 e}{\cos\theta} Im\left(\int_0^{\infty} \omega_p(z)g(z)e^{i\omega_0(t-z/v)e^{(z-x_0)/2L}}dz\right), \end{aligned} \tag{5.18}$$

avec $1/v = 1/c + 1/v_p$ et $g(x) = N(x)\left(\sin^2\theta'(x) - \sin^2\theta\right)/\sin\theta'(x)$. Notons que N et θ' (à travers v_p) dépendent de x (voir la section 5.1). Si ω_{p0} est suffisamment grand, cette intégrale peut être estimée par la méthode de la phase stationnaire [86]. Ceci nous amène à chercher les points où la dérivé de $f(x) = (t - x/v)e^{(x-x_0)/2L}$ s'annule. On trouve que cela ne se produit qu'en un seul point $x_s(t) = vt - 2L$ et qu'en ce point $f''(x_s) = -e^{(vt-2L-x_0)/2L}/2vL$. Par suite, on a pour tout t tel que[5] $2L/v < t < (2L+x_0)/v$ [86] :

$$E_y(t) = \frac{\mu_0 e}{\cos\theta} Im\left(\sqrt{\frac{\pi}{-2\omega_{p0}f''[x_s(t)]}}\omega_p[x_s(t)]g[x_s(t)]e^{i\omega_{p_0}f(x_s(t))}e^{-i\frac{\pi}{4}} + O(1/\omega_{p0})\right), \tag{5.19}$$

où plus simplement :

$$E_y(t) = A(t)\sin[\omega(t)t - \pi/4] + O[1/\omega_{p0}], \tag{5.20}$$

avec

$$\begin{cases} A(t) \propto \sqrt{vL\omega_p[vt - 2L]}/\cos\theta \\ \omega(t) = (2L/vt)\omega_p[vt - 2L] \end{cases}.$$

[5] Ces bornes proviennent de la condition $0 < x_s < x_0$ qui traduit l'absence de point de phase stationnaire au delà de x_0.

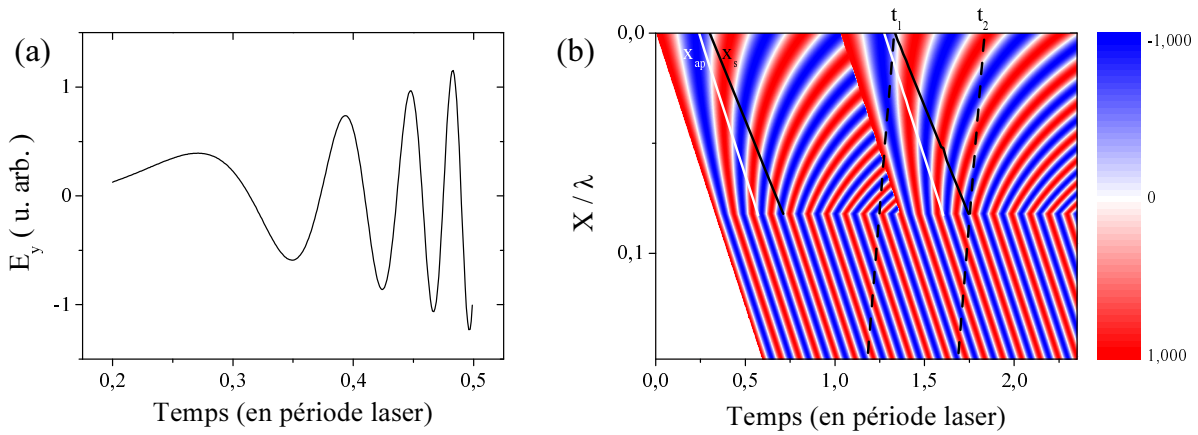


Fig. 5.20: Calcul de l'intégrale des courants retardés par la méthode de la phase stationnaire. En (a) on a tracé le champ E_y obtenu à partir de l'équation 5.20 pour $\omega_{p0} = 20\omega_0$, $\omega_p(0) = \omega_0$, $L = \lambda/50$, $N = 1$, $v_p = c/4$ et $2L/v < t < (2L + x_0)/v$. Cette courbe s'arrête brutalement en $t = (2L+x_0)/v$, car l'équation 5.20 n'est pas valable au delà de ce temps. En (b), on a représenté les variations de $h(x) = \sin\omega_p(x)(t - x/v_p)$ pour $\omega_{p0} = 10\omega_0$ et $L = \lambda/60$. Différentes droites permettent de visualiser les lieux des points $x_s(t)$ (en noir) et $x_{ap}(t)$ (en blanc). Enfin, on a tracé en traits pointillés noirs les droites d'intégration aux temps t_1 et t_2.

Il faut noter que ce champ est simplement le champ rayonné par un ensemble d'oscillateurs harmoniques vérifiant l'équation 5.14. La structure du champ réellement émis par le plasma est beaucoup plus complexe. En effet, les fréquences produites ne se propagent pas directement dans le vide, elles doivent d'abord traverser le plasma sous-critique formé par le gradient de densité. Durant ce parcours, les champs électromagnétiques perturbent le plasma et créent des courants qu'il faudrait prendre en compte dans l'intégrale 5.20. Ces courants sont les courants « liés » qui sont généralement inclus dans la constante diélectrique du milieu avant d'intégrer les équations de Maxwell. Ainsi notre développement analytique néglige totalement la réfraction des harmoniques par le plasma. Si cette approche ne permet pas d'évaluer rigoureusement le champ rayonné, elle permet néanmoins de mettre en valeur certaines de ses propriétés.

Nous avons tracé sur la figure 5.20.a, le champ calculé en utilisant l'équation 5.20 pour une pulsation plasma maximale de l'ordre de celles obtenues expérimentalement ($\omega_{p0} = 20\omega_0$). Cette courbe montre les oscillations du champ électrique rayonné entre $t = 2L/v$ et $t = (2L + x_0)/v$. Au delà de $(2L + x_0)/v$, il n'y a plus de point de phase stationnaire, on ne peut donc plus utiliser l'équation 5.20 pour évaluer le champ. Comme en l'absence de point stationnaire l'intégrale est proche de 0, on peut estimer que l'émission ne dure qu'une fraction de cycle laser (environ un tiers de cycle dans le cas présent). Cette courbe met en valeur une autre propriété importante de l'émission : la fréquence instantanée augmente dans le temps, l'impulsion présente une dérive de fréquence. Notons que cette dérive de fréquence apparaît très clairement dans l'équation 5.20 où ω est une fonction de t.

Afin d'illustrer le calcul de l'intégrale des courants retardés, nous avons tracé sur le panneau (b) de la figure 5.20 la fonction $h(x,t) = \sin[\omega_p(x)(t - x/v_p)]$, ainsi que les deux droites d'intégration d_1 et d_2 associées aux temps t_1 et t_2 (en traits pointillés). Le champ E_y émit en t_1 peut être évalué, si l'on néglige les variations de $g(x)$, en sommant

$\omega_p(x)h(x)$ le long de la droite d_1. Autour de $x \approx 0$, les fronts d'ondes électroniques sont parallèles à la droite d'intégration, il y a un point de phase stationnaire. h ne change pas de signe sur la partie de d_1 correspondant aux fréquences faibles, ces fréquences contribuent donc fortement à la somme. En revanche, au delà de $x \gtrsim 0.05\lambda$, la phase varie rapidement le long de d_1 et l'intégrale est proche de 0 sur cette portion. Par conséquent, la fréquence du champ rayonnée autour de t_1, correspond à la fréquence propre de la partie la moins dense du plasma. A l'opposé, le point de phase stationnaire au temps t_2 est très proche du plasma homogène et la fréquence rayonnée est donc plus élevée. Au delà de ce temps, il n'y a plus de point de phase stationnaire et l'intégrale est toujours proche de zéro. Ainsi l'impulsion émise dure environ $t_2 - t_1$.

En résumé, cette étude nous a permis de faire deux observations importantes. Premièrement, si l'on néglige la réfraction, le plasma n'est capable de rayonner que lorsqu'il s'y trouve des points de phase stationnaire. On remarque sur la figure 5.20.b que de tels points apparaissent naturellement quand des oscillations plasmas sont excitées avec un retard qui augmente avec la fréquence. On peut en effet écrire dans ce cas le phase des oscillations plasmas sous la forme $\phi(x,t) = \omega_p(x)[t - t_0(x)]$ avec $\partial_x\omega_p$ et $\partial_x t_0$ positifs. Par suite, il existe quel que soit x, un temps $t > t_0(x)$ tel que la dérivé de la phase s'annule en t :

$$\partial_x\phi = [t - t_0(x)]\partial_x\omega_p - \omega_p\partial_x t_0 = 0 \Leftrightarrow t = t_0 + \omega_p\partial_x t_0/\partial_x\omega_p.$$

Deuxièmement, les impulsions produites ont une dérive de fréquence qui provient du fait que les points stationnaires ne sont pas obtenus aux mêmes temps d'intégration pour toutes les fréquences. Ces délais s'expliquent par le cumul du temps mis par les pics de densité électronique pour atteindre le haut du gradient, du temps mis par les oscillations pour rayonner et du temps mis par le signal rayonné pour atteindre l'observateur. Les équations précédentes montrent, que le point de phase stationnaire $x_s = vt - 2L$ se déplace à une vitesse $v = (1/v_p + 1/c)^{-1}$ qui dépend de la vitesse des pics de densité. La dérive de fréquence sera donc plus faible si les pics de densité sont plus rapides et/ou si le gradient est plus court.

5.3.3 Couplage onde plasma - onde électromagnétique

Dans la référence [24] nous avons proposé une analyse différente de l'émission cohérente de sillage. L'idée directrice de cet article est qu'il ne peut y avoir un couplage entre les oscillations plasmas et une onde électromagnétique de vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ et de fréquence ω que s'il y a accord de phase, c'est-à-dire que s'il y a conservation du vecteur d'onde, soit $\boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_p$, où $\boldsymbol{k}_p$ est le vecteur d'onde des oscillations plasmas. Les courbes de dispersion tracées sur la figure 5.21 montre que cette condition n'est vérifiée que lorsque $k = k_p = 0$ soit $\omega = \omega_p$.

En incidence oblique, la composante du champ parallèle à la surface E_y est continue, si bien que la relation de dispersion $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2$ peut se mettre sous la forme : $\omega^2\cos^2\theta = \omega_p^2 + k_x^2c^2$. Ainsi une onde électromagnétique de fréquence ω est réfléchie au point où $\omega\cos\theta = \omega_p(x)$ et elle ne peut atteindre la zone de couplage où $\omega_p(x) = \omega$ que sous la forme d'une onde évanescente (voir le panneau (b) de la figure 5.21). En ce point, le vecteur d'onde plasma est d'après l'équation 5.13 :

$$(k_x, k_y) = \left(\frac{\omega}{2L}\left(-t + (2L + x)/v_p + y\sin\theta/c\right), \omega\sin\theta/c\right). \tag{5.21}$$

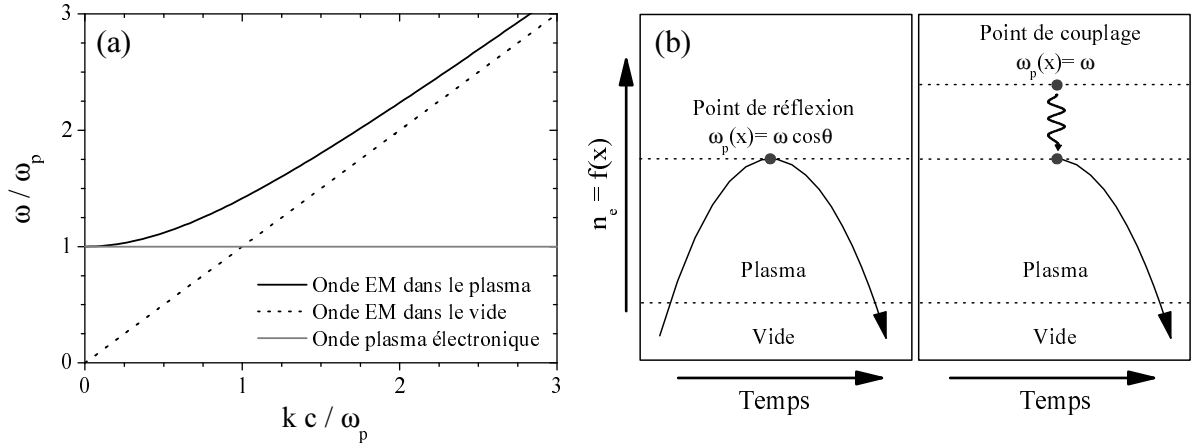


Fig. 5.21: Couplage onde plasma - onde électromagnétique. (a) Relations de dispersion d'une onde électromagnétique (EM) dans le vide (pointillés) ou dans le plasma (traits pleins) et d'une onde plasma (traits gris). Ces courbes montrent que l'onde EM et l'onde plasma ne peuvent se coupler qu'au point $(0, \omega)$. (b) Représentation schématique du couplage. Le panneau de gauche illustre le cas d'une onde EM de pulsation ω qui traverse le gradient de densité et se réfléchit autour du point où $\omega_p(x) = \omega \cos\theta$. Sur le panneau de droite, on observe le couplage entre une onde plasma et une onde EM évanescente, au point où $\omega_p = \omega$. Cette onde sort de la zone où elle est évanescente en $\omega_p(x) = \omega \cos\theta$, elle suit alors une trajectoire similaire à l'onde réfléchie sur le premier panneau et sort du plasma en faisant un angle θ avec la normale.

Par suite, la condition d'accord de phase ($k_x = 0$) n'est vérifiée, pour $y = 0$, qu'au point $x_{ap} = v_p t - 2L$. La figure 5.20.b montre que ce point suit une trajectoire très proche de celle du point de phase stationnaire $x_s = vt - 2L$, et se déplace seulement légèrement plus rapidement ($v_p > v = (v_p c)/(v_p + c)$). Les deux analyses donnent ainsi des résultats similaires.

Il faut noter que si elles permettent toutes deux d'avoir une compréhension intuitive de l'émission cohérente de sillage aucune n'est parfaitement rigoureuse. D'une part, nous avons déjà souligné que le calcul analytique basé sur la phase stationnaire négligeait totalement la réfraction des harmoniques. Ce phénomène est par contre pris en compte lorsque le problème est considéré en terme d'accord de phase ; les harmoniques ont initialement un vecteur d'onde selon $\boldsymbol{O}y$ et ce vecteur tourne lors de leur propagation pour se retrouver une fois dans le vide dans la direction spéculaire (voir la figure 5.21.b).

D'autre part, pour étudier les conditions d'accord de phase, nous avons utilisé des relations de dispersion établies pour un plasma homogène. Or la validité de ces relations peut être mise en doute quand on considère des longueurs de gradients L de l'ordre de λ. De plus, le principe même d'accord de phase semble discutable lorsque la fréquence varie sur une échelle spatiale petite devant la longueur d'onde. Ainsi, il est difficile de ne retenir qu'une seule de ces deux approches qui donnent finalement des visions complémentaires.

Il est néanmoins possible de dépasser ces analyses qualitatives pour donner une interprétation plus rigoureuse du couplage entre ondes plasmas et ondes électromagnétiques dans un gradient de densité. Une telle étude a ainsi été effectuée

dans le cas d'un gradient de densité linéaire par Hinkel-Lipsker *et al.* [87] et plus récemment par Kihong Kim et Dong-Hun Lee [88]. Nous ne présenterons pas ici les longs développements analytiques effectués par ces auteurs mais simplement les principaux résultats obtenus.

Deux cas de conversion de modes sont considérés dans [87] : le problème « direct » et le problème « indirect ». Dans le problème « direct » une onde électromagnétique à la fréquence ω dont le vecteur d'onde $\boldsymbol{k}$ fait dans le vide un angle θ avec la direction du gradient se propage dans le plasma jusqu'au point où $\omega_p(x) = \omega cos\theta$. Arrivée là, l'onde est réfléchie mais une partie de son énergie continue à traverser le gradient sous la forme d'une onde évanescente jusqu'au point où $\omega_p(x) = \omega$. Elle est alors convertie en onde plasma : c'est le cas bien connu de l'absorption résonnante [89]. Dans le problème « indirect », une onde plasma à la fréquence ω ayant une composante transverse $k_y = \omega sin\theta/c$ est convertie dans le gradient en une onde électromagnétique à la fréquence ω qui traverse la zone où elle est évanescente jusqu'au point où $\omega_p(x) = \omega cos\theta$ à partir duquel elle se propage vers le vide.

En faisant l'hypothèse d'un plasma chaud non collisionnel, Hinkel-Lipsker *et al.* montrent que les problèmes « direct » et « indirect » ont la même efficacité de conversion en énergie η, ce qui avait déjà été énoncé dans la référence [90] en utilisant comme argument la symétrie par renversement du temps. Enfin, dans la limite des températures faibles, ils établissent une formule reliant η au facteur $m = (kL)^{2/3} \sin^2\theta$. Des résultats similaires ont été obtenus par [88] pour le problème « direct ». La figure 5.22 présente les courbes $\eta(m)$ extraites de [87, 88, 89]. On voit que l'accord est excellent entre les résultats analytiques [87, 88] et numériques [89] et que η est maximal pour $m = 0.5$. Dans la suite de ce manuscrit, nous utiliserons l'expression approchée de η établie dans [91] :

$$\eta = 2\alpha m(2 + \alpha m)^{-1} exp(-4m^{3/2}/3), \tag{5.22}$$

avec $\alpha = 2.644$.

D'après l'équation 5.13, les pics de densité qui traversent le plasma excitent des oscillations électroniques ayant un vecteur d'onde $k_y = \omega_p(x) sin\theta/c$. Selon [87], elles peuvent se convertir partiellement en une onde électromagnétique à la fréquence ω=$\omega_p(x)$, faisant dans le vide un angle θ avec la normale, avec une efficacité de η. Il y a cependant une différence d'importance entre l'émission cohérente de sillage et le cas traité dans [87]. Hinkel-Lipsker *et al.* considèrent en effet, une onde plasma propagatrice de pulsation ω qui se réfléchit dans la zone du plasma où $\omega_p(x)$=ω en ce couplant à une onde électromagnétique, alors que dans notre cas des oscillations plasmas sont excitées tout le long du gradient de densité. Nous verrons dans la section 5.4, que l'expression de η transcrite sur l'équation 5.22 décrit néanmoins de façon satisfaisante le couplage.

On voit que nous n'avons toujours pas aboutit un traitement parfaitement rigoureux de l'émission cohérente de sillage, mais cette description, à l'opposée de celle dérivée à partir de l'équation 5.20, prend en compte la réfraction. Elle intègre en particulier le fait que l'onde électromagnétique est évanescente au point de conversion et qu'elle doit donc traverser une partie du gradient avant de pouvoir de se propager dans le plasma sous-critique. Ainsi alors que l'équation 5.20 prédit que le signal émit augmente avec L, la figure 5.22 montre que si cette longueur est trop grande, l'amplitude de l'onde électromagnétique tend vers 0.

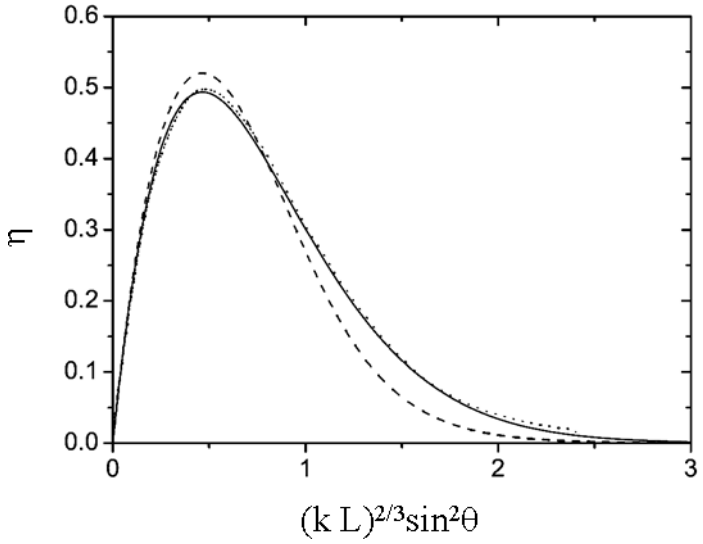


Fig. 5.22: Variation de l'efficacité de conversion de mode entre onde plasma et onde électromagnétique en fonction de $m = (kL)^{2/3} \sin^2 \theta$. La courbe en trait continu a été obtenue par [88], les pointillés sont les résultats des simulations numériques de [89] et les traits pointillés les résultats analytiques de [87]. Cette figure est extraite de [88] ©2008 American Institute of Physics.

5.4 Étude paramétrique

Maintenant que nous avons une description complète de la génération d'harmoniques par des oscillations plasmas, de la formation des pics de densité d'électrons énergétiques à l'émission d'impulsions attosecondes, nous pouvons analyser l'influence de l'éclairement laser, de l'angle d'incidence et de la forme du gradient de densité sur ce mécanisme.

5.4.1 Éclairement laser

L'équation 5.18 montre que l'amplitude du champ rayonné est directement proportionnelle au nombre d'électrons dans le pic de densité qui excite les oscillations plasmas. Or d'après la section 5.1, ce nombre varie linéairement avec l'amplitude du champ laser. On s'attend donc à ce que l'amplitude des harmoniques soit proportionnelle à celle du champ incident. Nous avons vérifié cette propriété en mesurant avec le code EUTERPE l'évolution du signal rayonné entre les harmoniques 4 à 15 en fonction de l'éclairement laser. La courbe obtenue est tracée sur la figure 5.23. Elle confirme clairement que l'émission cohérente de sillage est un mécanisme quasiment linéaire en éclairement laser, ce qui est remarquable pour un processus permettant de générer des harmoniques d'ordres élevés. Notons que la valeur exacte de l'exposant de la loi de puissance peut varier significativement en fonction des paramètres de la simulation (densité, longueur de gradient, etc...), tout en restant toujours de l'ordre de l'unité.

La faible non-linéarité observée provient probablement de l'influence de l'éclairement sur la fonction $N(x)$ qui décrit l'évolution de la densité des pics d'électrons dans le gradient. Nous avons en particulier montré dans la section 5.1.3 que le point x_m où cette densité est maximale se déplace vers l'intérieur du plasma quand I croît. Ainsi les harmoniques les plus élevées, qui sont produites loin de la surface, sont plus efficacement

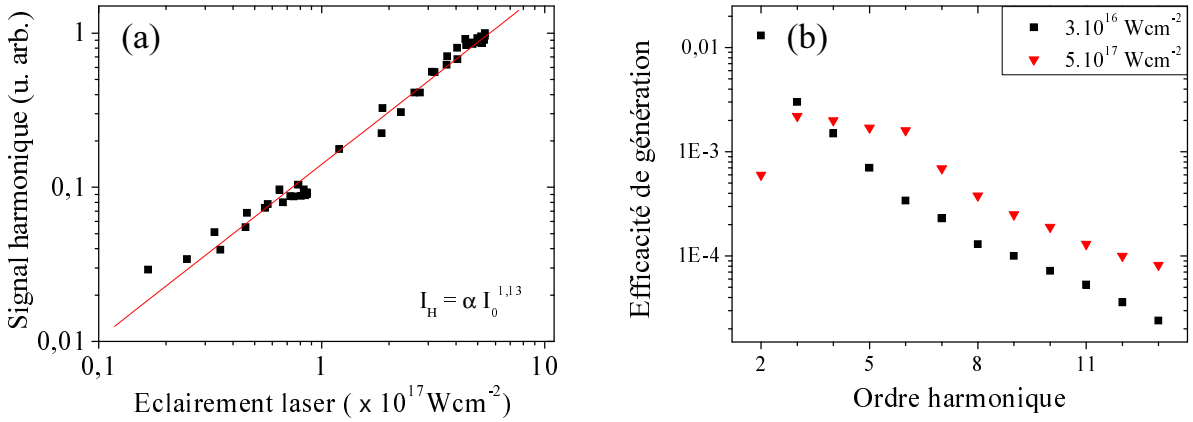


Fig. 5.23: Évolution du signal harmonique avec l'éclairement laser. (a) Deux séries de points sont représentées sur ce panneau, une qui permet d'observer l'évolution du signal jusqu'à $10^{17} Wcm^{-2}$, l'autre jusqu'à $6.10^{17} Wcm^{-2}$. Chaque série a été obtenue en mesurant la variation du signal intégré sur les harmoniques 4 à 15, au cours d'une simulation où l'éclairement laser varie dans le temps comme un sinus au carré. La courbe de tendance calculée en utilisant l'ensemble des points montre que le signal harmonique augmente avec le signal incident à la puissance 1.13 ± 0.02. (b) Spectres obtenus pour des éclairements de $3 \times 10^{16} Wcm^{-2}$ (carrés noirs) $5 \times 10^{17} Wcm^{-2}$ (triangles rouges). Afin d'alléger la figure, seule l'efficacité de génération crête est représentée.

générées avec des éclairements importants alors que le phénomène opposé se produit pour les plus basses (voir la figure 5.23.b).

5.4.2 Caractéristiques du gradient de densité

Nous poursuivons cette étude paramétrique en étudiant l'influence des propriétés du gradient (densité maximale, longueur caractéristique) sur l'émission cohérente de sillage.

Densité du plasma homogène et fréquence de coupure

Commençons par une observation très simple. Nous avons montré précédemment que les harmoniques produites par émission cohérente de sillage proviennent d'oscillations électroniques linéaires excitées dans le gradient de densité. La fréquence de ces oscillations étant égale à la fréquence plasma au point du gradient considéré, les fréquences générées sont forcement inférieures à la fréquence du plasma homogène. On observe donc toujours une coupure très nette à cette fréquence sur les spectres d'harmoniques de sillage. Ainsi les auteurs des premières observations expérimentales d'harmoniques [54], comme des premières études théoriques [58, 59], proposèrent d'utiliser ces harmoniques pour diagnostiquer la densité du plasma.

Si la densité maximale du plasma joue de façon évidente, un rôle crucial dans la génération d'harmoniques, nous allons montrer que la longueur du gradient qui relie le vide au plasma homogène a elle aussi une influence importante. Nous montrons dans l'annexe B que la forme du gradient joue également un rôle non négligeable.

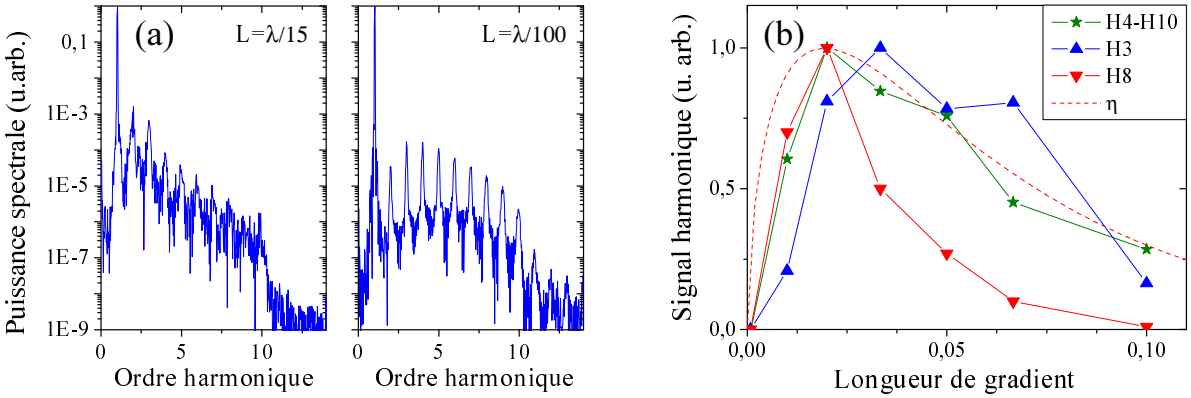


Fig. 5.24: Influence de la longueur de gradient sur l'émission harmonique. En (a), on a tracé deux spectres du champ B_z, correspondant à deux longueurs de gradient : $\lambda/15$ et $\lambda/100$. En (b), les étoiles retracent la variation du signal harmonique intégré sur les harmoniques 4 à 10 en fonction de la longueur de gradient. Les triangles permettent d'observer cette dépendance pour les harmoniques 3 et 8. Les traits reliant les points sont simplement des guides visuels. Enfin la courbe en traits pointillés représente les variations de η avec L dans le cas de l'harmonique 8.

Variation de la longueur du gradient exponentiel

On a tracé sur la figure 5.24.a, deux spectres d'harmoniques obtenus numériquement pour des longueurs caractéristiques de gradient exponentiel de $\lambda/15$ et $\lambda/100$. Ces deux courbes ont des formes très différentes ce qui prouve que L joue un rôle essentiel lors de la génération d'harmoniques. Pour expliquer cette observation, on s'appuie sur le panneau (b) de la figure 5.24, qui permet de visualiser la variation du signal correspondant aux harmoniques 3 ($H3$) et 8 ($H8$) en fonction de la longueur du gradient. La courbe $H8$ montre que l'efficacité de génération des harmoniques d'ordres élevés atteint un maximum pour des gradients très courts ($\approx \lambda/50$ pour $H8$), puis décroît lorsque L augmente. La courbe $H3$ montre que cette décroissance est beaucoup plus faible pour les harmoniques basses. Ainsi, on retrouve le comportement observé en (a). On remarque également que le signal est maximum pour un gradient un peu plus long pour l'harmonique 3 que pour la 8. Enfin, on voit que l'éclairement intégré sur l'ensemble des harmoniques (points représentés par des étoiles), augmente rapidement dès que le gradient est non nul, puis décroît doucement au delà de $L \approx \lambda/50$.

Pour tenter d'interpréter ces observations, nous nous intéresserons tout d'abord aux variations de l'efficacité de génération η avec L. Nous avons énoncé dans la sous-section 5.3.3 que ce coefficient est une fonction de $m = (kL)^{2/3}\sin^2\theta = (2\pi n_H L/\lambda)^{2/3}\sin^2\theta$ où n_H est l'ordre harmonique considéré. Nous avons également vu que cette fonction est maximale pour $m = 0.5$, soit pour $L = \lambda/2\pi n_H$ lorsque $\theta = 45°$. Notons que si cette expression de η a été établie dans le cas d'un gradient linéaire, il est possible de l'utiliser en approchant localement le gradient exponentiel par une droite. Ainsi, pour un gradient de la forme $\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2 e^{x/L}$, on peut utiliser en x_0 le gradient linéaire équivalent : $\omega_p^2(x) = \omega_p^2(x_0)(x_0 - x)/L$. En utilisant cette approximation, on trouve que η est maximal pour l'harmonique 8 lorsque $L = \lambda/50$, et pour l'harmonique 3 lorsque $L = \lambda/20$. Ces valeurs sont tout à fait en accord avec les maxima reportés sur

la figure 5.24.b (il semble que le point correspondant à $L = \lambda/20$ pour l'harmonique 3 soit anormalement faible sur la figure).

Ces observations nous encouragent à comparer directement les variations du signal harmonique avec celles de η. Nous avons ainsi représenté sur la figure 5.24.b la fonction η décrivant l'efficacité de génération de l'harmonique 8. On voit que si η reproduit le comportement général du signal harmonique (en particulier une décroissance plus rapide lorsque L diminue que lorsque L augmente), ce coefficient est tout à fait insuffisant pour expliquer les variations de l'émission avec L. Pour les décrire correctement, il est en effet indispensable de tenir compte de l'évolution de l'amplitude des pics de densité électroniques dans le gradient.

Nous avons montré dans la sous-section 5.1.3 que la densité de ces pics évolue avec la distance à la surface du plasma $x - x_0$ en suivant une fonction $N(x)$ qui présente un maximum (voir la figure 5.6 page 52). Quand on augmente L, $N(x)$ n'est pas modifiée[6], par contre le point $x_H = x_0 + 2L \ln n_H$, où l'harmonique d'ordre n_H, est généré s'éloigne de la surface. Ainsi, l'amplitude des oscillations plasmas qui émettent cette harmonique et par suite l'efficacité de génération varient avec L.

En pratique, on relève sur la figure 5.6.a, que si x_{max} est l'abscisse du maximum de $N(x)$, on a $N(2x_{max}) \approx N(x_{max})/\sqrt{3}$. Dans le cas de la figure 5.24.a, on s'attend donc à ce que l'éclairement de l'harmonique 8 soit réduit d'un facteur 3 quand la longueur de gradient passe de $\lambda/50$ à $\lambda/25$. C'est approximativement le facteur nécessaire pour ramener la courbe η de la figure 5.24 sur les points numériques. Ainsi, en considérant l'évolution de $N^2\eta$ on arrive à interpréter de façon satisfaisante les variations du signal harmonique. On peut rajouter que lorsque L tend vers 0, la figure 5.12 page 59 montre que les oscillations se brouillent rapidement, ce qui peut contribuer à la chute du signal.

Notons que notre modèle ne nous permet pas de dépasser cette analyse qualitative et ce pour deux raisons. Premièrement, notre étude des croisements de trajectoires nous permet seulement de déterminer sur quelle distance ce phénomène se produit mais pas le nombre d'électrons qui participent à ces croisements. Nous ne sommes donc pas en mesure de décrire analytiquement les variations de N. Deuxièmement, la figure 5.6 représente l'évolution de l'amplitude des pics de densité électronique alors que nous avons considéré pour établir l'équation 5.20 que les paquets d'électrons qui excitent les oscillations plasmas sont des pics de Dirac de N particules. En raison de cette approximation, on ne peut pas traiter rigoureusement l'excitation lorsque les pics s'étalent ; il faudrait pour cela, convoluer la solution de l'équation 5.9 avec le profil spatial du pic de densité considéré. On peut néanmoins retenir qu'en considérant les variations de η et de N on arrive à expliquer qualitativement l'évolution du signal harmonique avec la longueur de gradient.

5.4.3 Angle d'incidence

Dans la sous-section 5.1.5 nous avons vu que l'amplitude des pics de densité d'électrons énergétiques N varie en $\sin\theta\sqrt{\cos\theta}$ où θ est l'angle d'incidence. Nous avons également montré que l'amplitude des ondes plasmas excitées par ces pics est proportionnelle à N. Enfin, nous avons observé sur la figure 5.22 que l'efficacité de conversion η

[6] On néglige l'influence de L sur l'effet Brunel et la rétroaction du plasma sur les électrons de Brunel qui le traversent.

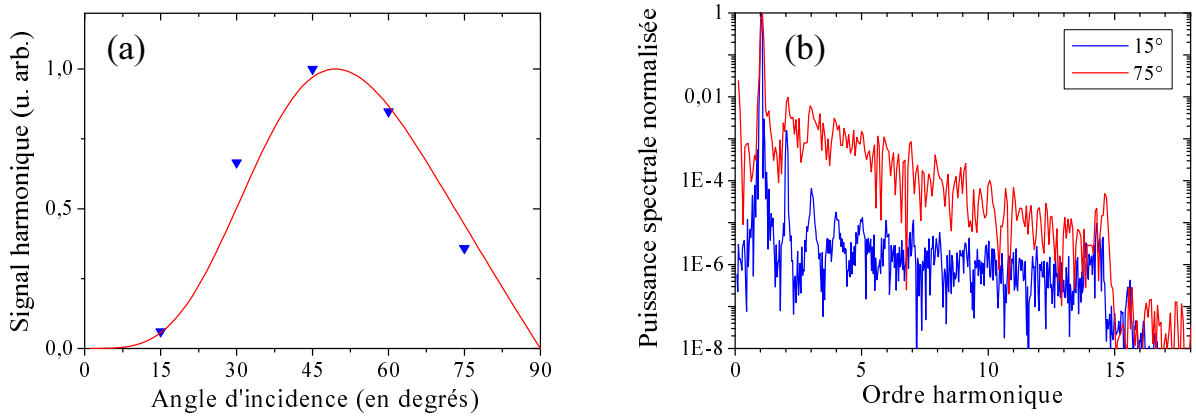


Fig. 5.25: (a) Variation avec l'angle d'incidence du signal harmonique intégré sur les harmoniques 4 à 15 et sur l'ensemble de la simulation. Les triangles ont été obtenus à partir de simulations EUTERPE. La courbe a été tracée en utilisant les expressions de N et de η. (b) Spectres obtenus pour $\theta = 15°$et $\theta = 75°$.

de ces ondes en ondes électromagnétiques était une fonction de $m(\theta) \propto \sin^2\theta$. Ainsi nous sommes en mesure de décrire les variations avec θ de ηN^2 et donc du signal harmonique.

On observe sur la figure 5.25.a, les variations du signal intégré sur les harmoniques 4 à 15, quand l'angle d'incidence passe de 15°à 75°et que l'énergie par impulsion est conservée. On a également tracé sur ce graphique la courbe ηN^2 obtenue en considérant une fréquence moyenne de $10\omega_0$. On voit que malgré cette simplification l'accord entre le modèle et la simulation est excellent. Ainsi cette étude confirme le caractère prédictif de notre modèle.

Sur la figure 5.25.b, on a superposé les spectres correspondants aux angles de 15 et 75 degrés. On remarque que la décroissance du signal avec l'ordre harmonique n est très différente dans les deux cas : pour $\theta = 15°$la puissance spectrale est quasiment indépendante de la fréquence alors que pour $\theta = 75°$le signal chute fortement lorsque n augmente. Ceci se comprend très bien si l'on se rappelle que η est une fonction de $(2\pi nL/\lambda)^{2/3}\sin^2\theta$. Lorsque $\sin^2\theta$ baisse, l'efficacité augmente pour les ordres harmoniques les plus grandes et inversement lorsque $\sin^2\theta$ croît. On peut noter par ailleurs que l'angle de couplage optimum ne dépend pas seulement de n mais également de la longueur de gradient L.

Cette étude de l'influence de l'angle d'incidence sur la génération d'harmoniques termine cette étude paramétrique. Dans la section suivante qui conclue l'étude théorique de l'émission cohérente de sillage, nous allons montrer que le mécanisme que nous avons étudié dans le cadre de la génération d'harmoniques sur miroir plasma, peut se manifester dans des contextes très différents.

5.5 L'émission cohérente de sillage dans tous ses états

5.5.1 Émission en face arrière

Nous commençons cette section par une étude de l'émission cohérente de sillage en face arrière de feuilles minces Nous avons vu précédemment, que la génération d'har-

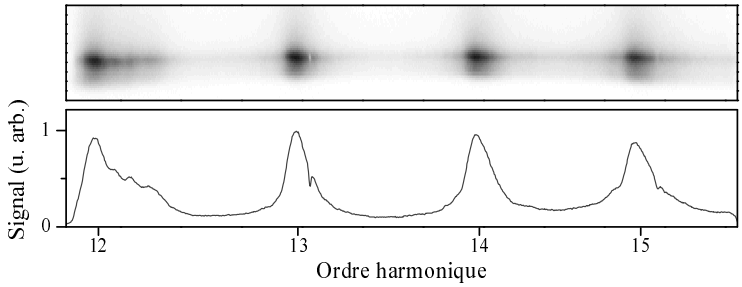


Fig. 5.26: Spectre expérimental des harmoniques 12 à 15 du laser UHI, générées en face arrière d'une feuille d'or de $50nm$ pour $I = 3 \times 10^{18} Wcm^{-2}$. Les données n'ont pas été corrigées de la transmission du spectromètre.

moniques sur cible solide fut dès ses débuts, considérée comme un outil permettant d'évaluer la densité du plasma. Mais cette idée fut ensuite abandonnée quand des simulations numériques montrèrent que la fréquence des harmoniques pouvait dépasser largement la fréquence plasma [62]. Les premiers modèles furent alors mis de côté au profit du mécanisme du miroir oscillant [65, 25, 61] qui ne prévoit aucune coupure (l'étude de ce mécanisme est l'objet du prochain chapitre). L'idée d'utiliser les harmoniques pour diagnostiquer le plasma ne disparut pas pour autant. Il fut en effet proposé de mesurer le signal en face arrière d'une feuille mince [92, 93] ; comme le modèle du miroir oscillant ne prévoit la génération d'harmoniques que sur la face avant de la cible, toutes les harmoniques transmises doivent avoir une fréquence supérieure à la fréquence du plasma (le plasma doit être sous-critique pour ces harmoniques).

Mais contrairement à ce qui était attendu, les premières études montrèrent que la fréquence des harmoniques collectées en face arrière ne dépassait pas la fréquence maximale du plasma [72, 73][7]. Des résultats similaires ont été obtenus avec le laser UHI10. Ainsi, on voit sur la figure 5.26, qu'il est possible de générer des harmoniques dont la fréquence est bien inférieure à la pulsation du plasma. Leur fréquence ne leur permettant pas de traverser le plasma, ces harmoniques doivent être produites sur la face arrière de la cible, et c'est effectivement ce que l'on observe sur la simulation de la figure 5.27.a. Les auteurs de [72, 73] ne purent utiliser les modèles existants pour expliquer ce phénomène, car ils font tous intervenir le champ électrique incident qui est totalement absent en face arrière pour les éclairements considérés. Ils supposèrent alors que des oscillations plasmas dans le gradient de densité étaient responsables de l'émission, et envisagèrent deux schémas possibles pour leur excitation : un premier faisant intervenir les électrons de Brunel traversant le plasma [72], un second basé sur l'absorption résonante [73].

La première de ces hypothèses suggère que le mécanisme de génération est l'émission cohérente de sillage. Mais en observant la figure 5.27.b, on voit qu'en face arrière le courant ne présente aucun point où le vecteur d'onde k_x s'annule (ni aucun point de phase stationnaire). Les oscillations plasmas excitées par les électrons de Brunel ne peuvent donc expliquer la génération d'harmoniques en face arrière Cette conclusion est étayée par la figure 5.27.a. Nous avons en effet montré précédemment qu'il existe un délai de $2L/v$ entre le passage du pic de densité et l'émission par les oscillations plasmas. Or sur cette figure, le délai est trois fois plus important en face arrière qu'en face avant, alors même que la longueur caractéristique du gradient de densité L est plus courte. Ce

[7] Il faut noter que ces expériences furent réalisées pour des éclairements faiblement relativistes.

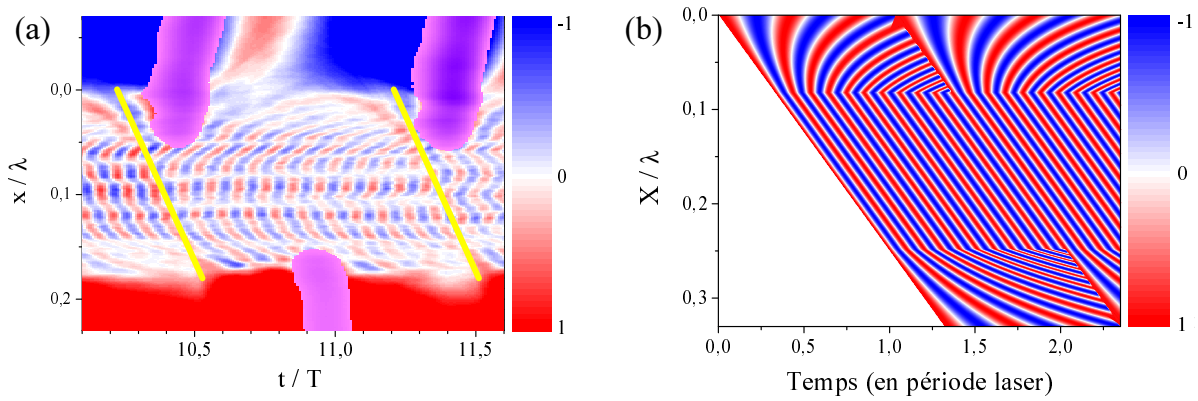


Fig. 5.27: Émission d'impulsions attosecondes en face arrière d'une feuille mince. (a) Simulation illustrant la génération d'harmoniques sur une feuille mince. Les enveloppes des impulsions attosecondes sont superposées sur une carte de champ électrique E_x. Les traits épais symbolisent les trajectoires des pics de densité d'électrons énergétiques. (b) Variations de la fonction $h(x) = \sin[\omega_p(x)(t - x/v_p)]$ dans le cas d'une feuille mince.

phénomène s'explique assez facilement en étudiant soigneusement l'évolution temporelle de l'espace des phases (x, p_x).

La figure 5.28.a montre que le pic de densité d'électrons de Brunel (pic 1) qui sort de la cible en face arrière crée un champ électrique qui accélère des électrons thermiques de la face arrière dans la direction du plasma. Ces électrons forment un nouveau pic de densité (pic 2) qui excite dans son sillage des oscillations plasmas. Ces oscillations sont excitées avec un délai qui augmente avec la fréquence, exactement comme dans le cas de la face avant, elles peuvent donc rayonner (voir le panneau (b)). Notons que ceci explique pourquoi les impulsions attosecondes sont émises après un délai plus important en face arrière qu'en face avant.

5.5.2 Un mécanisme universel ?

Nous venons de voir que l'émission cohérente de sillage permet de générer des harmoniques aussi bien sur la face avant que sur la face arrière d'une feuille mince, mais l'émission plasma par sillage est un phénomène encore plus général. Ainsi nous montrons dans cette dernière sous-section que le sillage peut être excité de différentes façons, que l'émission ne se fait pas forcement sous la forme d'harmoniques, et que la densité du plasma peut être très variable ce qui permet de produire des fréquences allant du kilohertz au pétahertz.

Émission térahertz

Commençons par une présentation de l'émission térahertz par sillage laser [94, 95]. Dans ce processus, on considère une impulsion laser femtoseconde se propageant dans le gradient de densité d'un plasma sous-critique (voir la figure 5.29.a). Cette impulsion excite des oscillations plasmas dans son sillage, qui émettent par conversion de mode linéaire lorsque la composante du vecteur d'onde selon Ox. Ainsi tout ce passe comme dans l'émission cohérente de sillage, si ce n'est que les ondes plasmas sont excitées

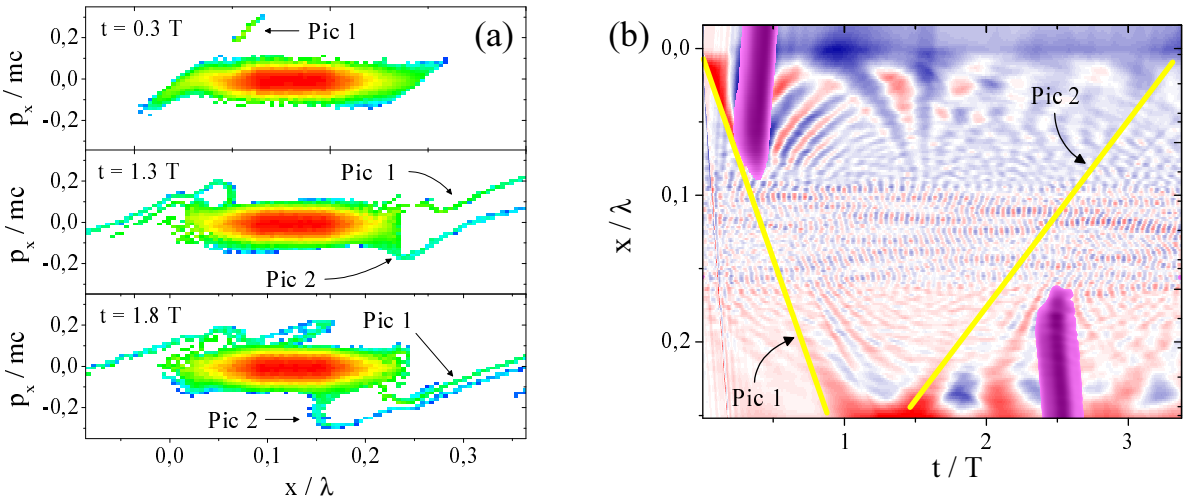


Fig. 5.28: Formation d'un pic de densité en face arrière et émission d'une impulsion attoseconde. Dans cette simulation le laser est éteint et un paquet d'électrons énergétiques est envoyé à partir de $x = 0$ dans la direction du plasma. (a) Espace des phases (x, p_x) pour 3 temps différents. Sur le panneau supérieur, on observe le pic de densité injecté qui traverse le plasma. Sur le panneau central, on voit qu'en sortant du plasma, ce pic crée un champ électrostatique qui accélère les électrons thermiques de la face arrière dans la direction du plasma. Sur le panneau inférieur, le pic de densité formé par ces électrons (pic 2) traverse le plasma. (b) Cartes du champ E_x en fonction de (x, t), et du champ B_z filtré entre les harmoniques 3 et 14 (échelle de couleur pourpre). Les trajectoires des pics de densité sont symbolisées par des traits jaunes. Le pic 1 excite des oscillations plasmas qui émettent une impulsion attoseconde en face avant, mais qui ne peuvent pas rayonner en face arrière. En revanche, les ondes électroniques excitées par le second pic, peuvent elle émettre une impulsion attoseconde. Comme l'impulsion en face arrière est, dans ce cas, quatre fois moins intense que celle en face avant, nous avons normalisé les deux impulsions pour rendre la figure plus lisible.

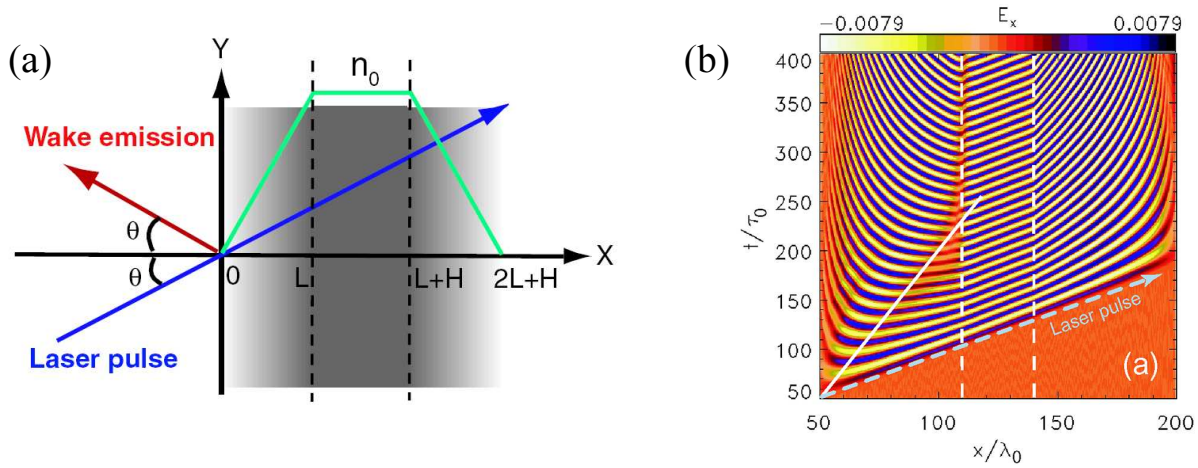


Fig. 5.29: Émission térahertz par sillage laser. Le schéma en (a) montre une impulsion laser traversant un plasma sous-critique dont le profil est représenté en vert pâle. Cette impulsion excite dans son sillage des oscillations plasmas qui rayonnent. En (b) on observe le champ électrique E_x dans le plasma en fonction du temps et de la position dans le gradient. Les pointillés blancs délimitent la partie homogène du plasma. La ligne blanche intersecte les points où $k_x = 0$. [94] ©2005 The American Physical Society

directement par le laser et qu'une seule impulsion est générée (on produit donc un spectre continu et non pas des harmoniques). La figure 5.29 illustre la très forte analogie entre ces deux mécanismes en montrant le champ électrique après le passage de l'impulsion. On voit en effet que la structure de ce champ est très semblable à celles que nous avons étudiées dans ce chapitre.

Sursauts radios solaires de type-III

Le phénomène que nous présentons maintenant se place dans un contexte tout à fait différent, où il n'y a plus de laser et où le plasma est la phase chaude du milieu interstellaire entre le soleil et la terre : l'émission radio solaire de type-III. On peut noter que ce mécanisme d'émission fut observé par Wild [96] et modélisé par Ginzburg et Zheleznyakov [97] avant même l'apparition des lasers. Depuis 1950 et jusqu'à aujourd'hui, les études théoriques et les observations expérimentales se sont multipliées (voir par exemple [96, 98, 99] et les références incluses). Nous n'aborderons pas ici les controverses sur le processus d'émission, mais nous nous contenterons de présenter ce mécanisme dans ses grandes lignes.

Dans le cas des sursauts radios solaires de type-III, comme dans le cas de l'émission cohérente de sillage, les oscillations plasmas sont produites dans le sillage de paquets d'électrons. Ces faisceaux d'électrons sont produits lors d'éruptions solaires où ils sont accélérés à des vitesses relativistes le long de lignes de champ magnétique ouvertes. Ces faisceaux se propagent alors dans le plasma formé par le milieu interstellaire, où ils excitent des ondes plasmas. Le mécanisme de couplage est lui toujours sujet à discussions. Sans rentrer dans ce débat, nous nous contenterons de remarquer que les oscillations plasmas engendrées par le passage du paquet d'électrons ne peuvent pas rayonner directement, car comme dans le cas de l'émission en face arrière, les paquets se propagent

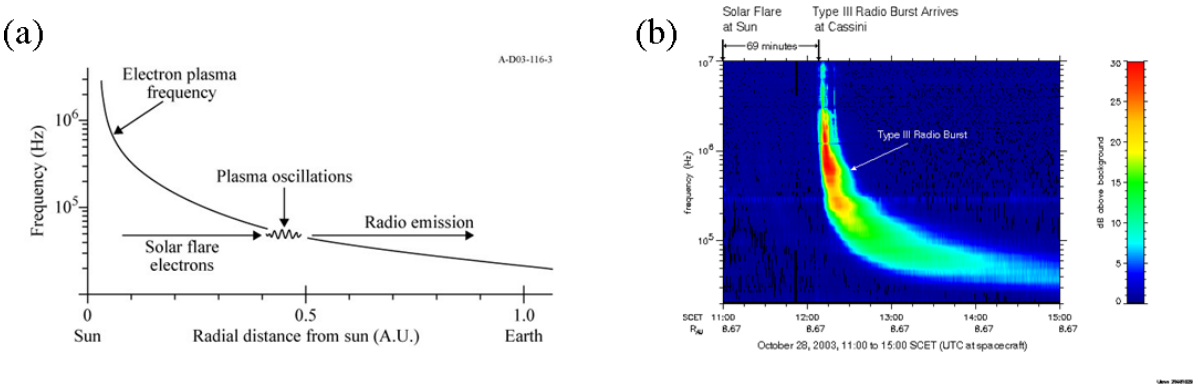


Fig. 5.30: Émission solaire de type III. (a) Schéma de principe. Des jets d'électrons solaires excitent des oscillations plasmas dans le gradient de densité entre le soleil et la terre. Ces oscillations émettent des ondes radios. (b) Sursauts radio solaires de type-III produit le 28 octobre 2003, détectés par la sonde Cassini. La carte de couleur permet d'observer un spectrogramme traçant l'évolution de la fréquence émise en fonction du temps. ©University of Iowa

vers des zones de plus faibles densités (voir la figure 5.30.a).

Sur le deuxième panneau de la figure 5.30 on observe une mesure récente d'émission radio solaire de type III effectuée par la sonde Cassini. On voit que le spectre est continu ce qui s'explique par l'absence de périodicité. On remarque également qu'il présente une dérive de fréquence : les oscillations aux fréquences les plus basses sont excitées en dernier, car il faut plus de temps au faisceau d'électrons pour atteindre les zones du plasma de faible densité. Ainsi comme dans le cas de l'émission cohérente de sillage les différentes fréquences sont étalées dans le temps, sauf qu'ici se sont les fréquences les plus élevées qui sont émises en premier.

Cette présentation des sursauts radio solaires de type-III termine le chapitre consacré à l'émission cohérente de sillage. Elle nous a permis de montrer que le rayonnement par des oscillations plasmas excitées par sillage, est un processus très général d'émission plasma qui permet de produire des longueurs d'ondes allant de $0.1 \times 10^{-12} mm$ (dans le cas des harmoniques) à $0.1 mm$ (dans le cas des sursauts de type III).

Plus concrètement, nous avons montré dans ce chapitre que ce processus est un moyen efficace pour générer des harmoniques d'ordres élevés d'un laser et nous avons étudié en détail les différentes étapes de ce mécanisme. Ceci nous a permis de mettre en évidence quelques propriétés de l'émission, la revue de ces propriétés sera poursuivie dans la dernière partie de ce manuscrit. Mais avant cela nous allons nous intéresser à un second mécanisme de génération d'harmoniques : l'émission Doppler relativiste.

6. HARMONIQUES RELATIVISTES

Lors de l'étude de l'émission cohérente de sillage, nous avons toujours considéré des éclairements laser de l'ordre de $10^{17} W cm^{-2}$. La raison de ce choix est qu'un autre mécanisme de génération d'harmoniques d'ordres élevés domine le signal lorsque l'éclairement croît et devient de l'ordre de $10^{18} W cm^{-2}$. Comme pour ces éclairements la vitesse d'oscillation des électrons à la surface du plasma est de l'ordre de la vitesse de la lumière, nous qualifierons ces nouvelles harmoniques de « relativistes ». Notons que pour des éclairements « moyens », les signaux produits par les deux processus sont d'amplitude comparable et peuvent donc être observés simultanément (voir la figure 4.2 page 41).

Le principe de ce mécanisme est le suivant. Un électron libre placé dans un champ électromagnétique oscille sous l'effet de la force de Lorentz : $d_t(\gamma \boldsymbol{v}) = -(e/m)(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})$. Si l'on néglige les variations du facteur $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ et le terme en $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$, on voit qu'il atteint une vitesse crête $v_{osc} = eE_0/m\omega_0$. Ainsi cet électron acquiert une vitesse relativiste dès lors que $E_0 \approx cm\omega_0/e$ soit $I \approx 1.37 \times 10^{18} \lambda^{-2} W cm^{-2} \mu m^{-2}$. Par suite, si l'on considère en première approximation que le mouvement de cet électron est représentatif de celui de la surface du plasma, on peut considérer qu'un laser focalisé à $I \gg 10^{18} W cm^{-2}$ fait osciller cette surface à des vitesses proches de c. Comme le champ est réfléchi par ce plasma oscillant, sa phase subit des modulations ultra-rapides et des harmoniques apparaissent dans son spectre. Notons que la génération de ces harmoniques peut se comprendre comme un effet Doppler périodique. D'après le célèbre article « Zur Elektrodynamik bewegter Körper » publié par Einstein en 1905 [100], une onde se réfléchissant sur un miroir ayant une vitesse de dérive v voit en effet sa fréquence multipliée par un facteur $\approx 4\gamma^2$. Étant donné que dans le cas qui nous intéresse le miroir oscille, v passe continûment de 0 à v_{max} et on peut s'attendre à ce que le spectre réfléchit s'étale sur le domaine $[0, 4\gamma_{max}^2 \omega_0]$.

Nous commençons ce chapitre en présentant le modèle le plus utilisé pour décrire l'émission relativiste : le modèle du miroir oscillant. Nous montrons ensuite que les hypothèses à la base de cette théorie ne sont pas parfaitement vérifiées par les simulations numériques. Ceci nous conduit à introduire une description alternative de l'émission relativiste. Enfin nous terminons ce chapitre en menant une étude paramétrique et en discutant le caractère prédictif des modèles proposés.

6.1 Le modèle du miroir oscillant

6.1.1 Réflexion sur un miroir mobile

Nous venons de mentionner que le décalage en fréquence subit par une onde se réfléchissant sur un miroir en translation uniforme est de $4\gamma^2$. L'objet de cette sous-section est de montrer que ce résultat peut s'obtenir sans utiliser la théorie de la relati-

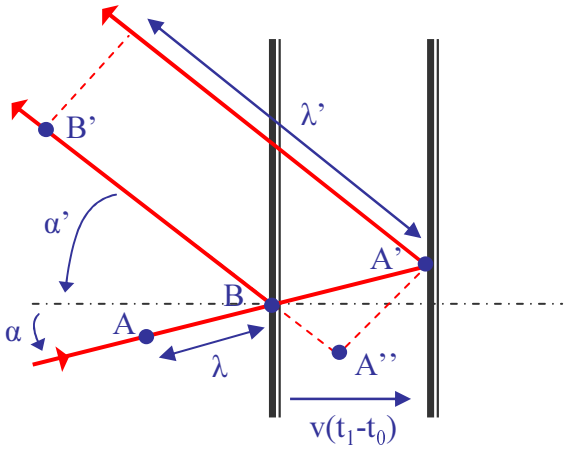


Fig. 6.1: Décalage Doppler subit par une onde plane lors de sa réflexion sur un miroir en translation uniforme à v.

vité, par des considérations géométriques simples [101].

La figure 6.1 montre une onde plane de longueur d'onde λ se réfléchissant avec un angle d'incidence α sur un miroir en translation uniforme à la vitesse v. On considère deux fronts d'ondes successifs : le premier se réfléchit en B à $t = t_0$, alors que le second est encore en A (on a donc $\overline{AB} = \lambda$). Comme le miroir est en mouvement, le second front d'onde ne se réfléchit pas au point B mais au point A'. Si l'on suppose que cet évènement se produit au temps t_1, on relève sur la figure que $\overline{BA'} = v(t_1 - t_0)/\cos\alpha$. Le délai entre les deux instants t_0 et t_1 s'évalue alors facilement en notant que $\overline{AA'} = \overline{AB} + \overline{BA'}$:

$$c(t_1 - t_0) = \lambda + \frac{v(t_1 - t_0)}{\cos\alpha} \Leftrightarrow t_1 - t_0 = \frac{\lambda}{c - v/\cos\alpha}. \tag{6.1}$$

Durant le temps mis par le deuxième front d'onde pour atteindre le miroir, le premier s'est propagé. Ainsi à t_1, il se situe en B' avec $\overline{BB'} = c(t_1 - t_0)$. La longueur d'onde du champ réfléchi, c'est-à-dire la distance entre les fronts d'ondes en A' et B', est donc $\lambda' = \overline{A''B'} = \overline{A''B} + \overline{BB'}$, où A'' est la projection de A' sur (BB'). Par suite, en notant α' l'angle que fait le champ réfléchi avec la normale, on obtient :

$$\begin{aligned}
\lambda' &= \overline{A''B} + \overline{BB'} && (6.2)\\
&= \cos(\alpha + \alpha')\overline{BA'} + c(t_1 - t_0) && (6.3)\\
&= (t_1 - t_0)\left(v\frac{\cos(\alpha + \alpha')}{cos\alpha} + c\right) && (6.4)\\
&= \lambda\frac{v\cos(\alpha + \alpha') + c\cos\alpha)}{c\cos\alpha - v}. && (6.5)
\end{aligned}$$

On pose alors $\beta = v/c$ et on utilise les identités trigonométriques et l'expression de $\cos\alpha' = (-2\beta + (1 + \beta^2)\cos\alpha)/(1 - 2\beta\cos\alpha + \beta^2)$ déterminée par Gjurchinovski en employant uniquement le postulat de l'invariance de c [102], pour aboutir au décalage en fréquence :

$$\omega' = \omega\frac{1 - 2\beta cos\alpha + \beta^2}{1 - \beta^2}. \tag{6.6}$$

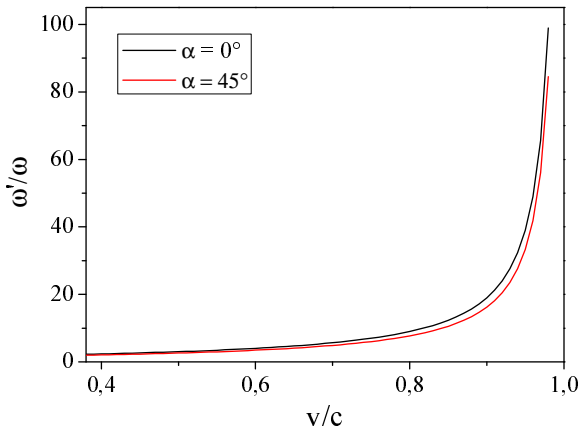


Fig. 6.2: Décalage Doppler calculé pour des angles d'incidence de 0°et 45°.

On retrouve bien la formule de l'effet Doppler démontrée pour la première fois par Einstein en 1905 et ce, sans avoir utilisé les transformations de Lorentz.

Finalement dans la limite ultra-relativiste où le miroir va dans la direction de l'observateur ($\beta \approx -1$) on obtient en incidence normale ($\alpha = 0$) l'expression :

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{(1-\beta)^2}{1-\beta^2} \approx 4\gamma^2 \tag{6.7}$$

avec $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Ce qui justifie le facteur multiplicatif maximal de $4\gamma^2$ annoncé en introduction.

On a tracé sur la figure 6.2 la courbe $\omega'/\omega = f(-\beta)$ pour $\alpha = 0$°et $\alpha = 45$°. Cette figure amène plusieurs observations. On note tout d'abord que l'effet Doppler est « moins efficace » en incidence oblique (ω'/ω tend vers $2\gamma^2$ quand α tend vers 90°). On remarque ensuite qu'il faut des vitesses relativistes pour obtenir des fréquences élevées ($\omega' \gtrsim 2\omega$ seulement si $v \approx 0.4c$). Enfin, on voit que la fréquence du champ réfléchi augmente très rapidement avec la vitesse du miroir, lorsque v tend vers c. Ainsi, on peut générer un rayonnement à des longueurs d'ondes extrêmement courtes, si l'on est capable de déplacer un miroir à une vitesse ultra-relativiste.

Nous avons suggéré en introduction qu'il est possible de faire osciller la surface critique du plasma à de telles vitesses en focalisant le laser à des éclairements $I \gg 10^{18} W cm^{-2}$. Nous sommes donc en mesure de former un miroir plasma relativiste. Mais il faut noter que ce « miroir » oscille à la fréquence du laser (en polarisation p), sa vitesse passe donc de 0 à v_{max}, en un quart de période laser et l'analyse précédente n'a plus vraiment de sens. Il est ainsi indispensable de développer un modèle original, pour pouvoir décrire l'émission d'harmoniques par un miroir plasma oscillant.

6.1.2 Modèle du miroir oscillant

Le principe du modèle du miroir oscillant a été énoncé pour la première fois par Bulanov, Naumova et Pegoraro [65], qui attribuèrent la génération d'harmoniques d'ordres élevés, à l'effet Doppler produit par une nappe de charge réfléchissante oscillant sous l'action d'un champ laser relativiste. Trois années plus tard, un modèle élégant dérivé de

cette analyse fut proposé et confronté à des simulations numériques par Lichters, Meyer-ter-Vehn et Pukhov [25]. L'objet de cette sous-section est de présenter succinctement l'étude effectuée par ces auteurs.

Lichters *et al.* se placent dans le référentiel mobile où le laser arrive sur le plasma en incidence normale (voir section 3.2.2), et ils dérivent un ensemble d'équations fluides pour obtenir une expression du courant transverse à la surface du plasma. Dans le cas de la polarisation p, ils aboutissent à l'expression que nous avons transcrite dans la section 1.3.1[1] :

$$J_t = ec\left[\frac{n_e}{\gamma}\left(a_y - \tan\theta\right) + Zn_i \sin\theta\right] \text{ avec } \gamma = \sqrt{\frac{1 + (a_y\cos\theta)^2 - a_y \sin 2\theta}{1-\beta_x^2}}. \qquad (6.8)$$

Ils supposent alors que la source est suffisamment localisée au point $X(t)$ à la surface du plasma pour que l'on puisse considérer que

$$E_y(x,t) = \mu_0 \int_{-\infty}^{\infty} J_t(x', t - |x-x'|/c)dx' \simeq \mu_0 \int_{X(t_{ret})}^{X(t_{ret})+l_s} J_t(X(t_{ret}), t_{ret})dx',$$

où $l_s = c/\omega_p$ est l'épaisseur de peau et $t_{ret} = t - X(t_{ret})/c + x/c$ le temps retardé au point x, qui tient compte du temps mis par la lumière pour aller de la source à l'observateur. Ils aboutissent ainsi à l'expression :

$$E_y \simeq \mu_0 l s J_t(X(t_{ret}), t_{ret}). \qquad (6.9)$$

On remarque que dans le cas le plus simple où $\gamma \approx 1$ $n \approx 1$ et $\theta = 0$, $E_y(x,t) \propto a_y(X(t_{ret}), t_{ret})$, c'est à dire que E_y est simplement le champ réfléchi par un miroir mobile positionné en $X(t)$. Cette observation justifie l'appellation du modèle.

L'équation 6.9 montre que pour évaluer le champ réfléchi, il faut connaître la trajectoire du point de réflexion $X(t)$. Leur modèle ne leur permettant pas d'obtenir une expression rigoureuse de $X(t)$, Lichters *et al.* choisissent d'imposer un mouvement à la surface en considérant quelques modes harmoniques : $X(t) = X_{s1}\cos\left[(\omega_0\cos\theta)t + \Phi_1\right] + X_{s2}\cos\left[2(\omega_0\cos\theta)t + \Phi_2\right] + \ldots$ En supposant que le potentiel vecteur dans l'équation 6.8 est uniquement dû au champ incident et que $n = 1$ (car la source est située au niveau de la surface critique), ils aboutissent à une expression du courant transverse $J_t(x,t)$ en fonction des paramètres a_y, θ, ω_0, X_{s1}, X_{s2}, Φ_1, Φ_2 etc... Il reste pour calculer le champ réfléchi, à évaluer la fonction $X(t)$ aux temps retardés. Cette fonction étant définie de façon récursive par la relation $X(t_{ret}) = X(t - X(t_{ret})/c + x/c)$, on peut l'approcher numériquement par la méthode du point fixe, en cherchant pour chaque couple (x,t), la limite de la suite définie par $X_0 = X(t)$ et $\forall n > 0, X_{n+1} = X(t - (X_n - x)/c)$. On peut alors calculer le champ émis par le plasma.

On a tracé sur la figure 6.3.a, la trajectoire du point de réflexion $X(t)$, supposée sinusoïdale. On a également représenté sur ce panneau l'évolution dans le temps de $X(t_{ret})$ vu du point $x = -\lambda$. Il apparaît que le mouvement de la surface $X(t_{ret})$ vu par un observateur fixe n'est pas sinusoïdal. Comme $E_y \propto J_t(X(t_{ret}), t - X(t_{ret})/c + x/c)$,

[1] Une étude similaire est faite par Lichters *et al.* dans les cas de l'incidence normale et de la polarisation s [25]. Elle montre que dans le premier cas des harmoniques impaires sont produites et que dans le second on obtient à la fois des harmoniques impaires polarisées s et des harmoniques paires polarisées p.

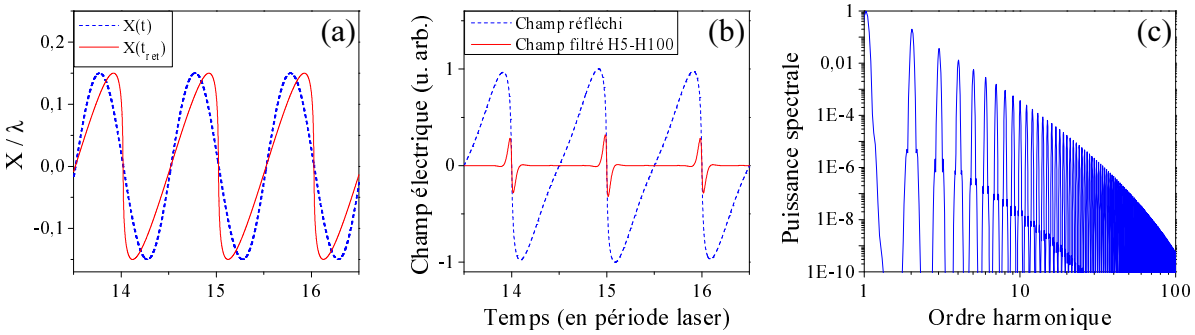


Fig. 6.3: Mouvement de la surface et champ réfléchi. (a) Trajectoires du point de réflexion $X(t) = 0,15\sin(\omega_0 t)$ et du même point pris aux temps retardés t_{ret}. (b) Champ réfléchi et champ réfléchi filtré entre les harmoniques 5 à 100 (train d'impulsions attosecondes). (c) Spectre du champ réfléchi.

la phase du courant et donc du champ réfléchi est modulée de façon ultra-rapide par le terme $\omega_0 X(t_{ret})/c$, ce qui introduit de nouvelles fréquences dans son spectre. Cet effet est mis en valeur par le panneau (b) de la figure 6.3, sur lequel on a tracé le champ réfléchi calculé en $x = -\lambda$, à partir des équations 6.9 et 6.8 et de la fonction $X(t_{ret})$ représentée en (a). On voit que ce champ est fortement distordu par la modulation de phase et qu'il présente, avec la période du champ incident, des fronts très raides (qui sont associés aux instants où le miroir se déplace dans la direction de l'observateur). Cette forme en dent de scie suggère que le signal est riche en harmoniques, ce que l'on peut vérifier sur le panneau (c). Afin de vérifier que ces fréquences sont bien émises au moment où le champ réfléchi présente des fronts raides, on a superposé au champ réfléchi en (b) le champ filtré entre les harmoniques 5 à 95. On voit ainsi que les harmoniques sont effectivement produites durant un laps de temps extrêmement court ($180as$ ici), aux instants où la vitesse de la surface du plasma est maximale.

Lichters *et al.* montrent dans [25] qu'en choisissant correctement la forme de la fonction $X(t)$ (tout en prenant des facteurs $X_{s1}, X_{s2}\ldots$ « réalistes ») ce modèle permet de reproduire correctement les spectres issus de différentes simulations particulaires. Le fait d'imposer le mouvement de la surface critique est néanmoins peu satisfaisant. On voit par exemple sur la simulation de la figure 6.4, que la trajectoire de la surface critique (en trait blanc sur la figure) est très loin d'être composée d'une ou deux fréquences harmoniques. De plus, les impulsions attosecondes (en pourpre) ne sont produites dans cette simulation qu'une fois par période laser, alors que la surface critique effectue plusieurs oscillations durant chaque cycle. Ainsi cette figure montre qu'il est nécessaire de développer un modèle qui ne requiert pas d'hypothèse sur le mouvement de la surface réfléchissante.

6.1.3 Derniers développements théoriques

En 2004, huit années après la parution de l'article de Lichters *et al.* un modèle faisant des hypothèses moins fortes sur le mouvement de la surface est proposé par Gordienko *et al.*[27]. Ces auteurs ne remettent pas en cause le principe du miroir oscillant, ils poussent au contraire son principe à l'extrême, en supposant qu'il existe quel que soit t, un point de coordonnée $X(t)$ où la somme du champ réfléchit $\boldsymbol{E}_r$ et du champ incident $\boldsymbol{E}_i$ est nulle dans le référentiel mobile. Il est néanmoins important de noter qu'ils ne relient pas

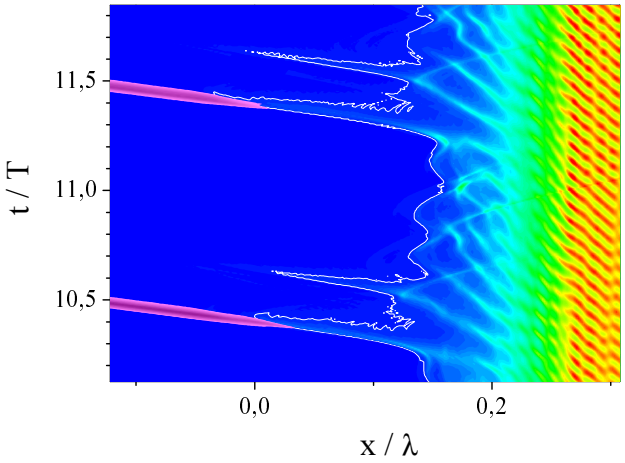


Fig. 6.4: Impulsions attosecondes relativistes et carte de densité électronique issus d'une simulation EUTERPE. La ligne blanche symbolise la position de la surface critique. L'enveloppe du train d'impulsions attosecondes filtré sur les harmoniques 5 à 95 est représentée en échelle de couleur pourpre, avec un seuil fixé à 50% du maximum. L'éclairement incident est de $3.5 \times 10^{19} W cm^{-2}$.

ce point de réflexion à une quantité physique, alors que Lichters *et al.* supposent eux que ce point correspond à la position de la surface critique.

Leur point de départ est donc :

$$\boldsymbol{E}_r[t', X(t')] = -\boldsymbol{E}_i[t', X(t')],$$

où $t' = t - (X(t') - x)/c$ est le temps retardé. Si l'on suppose que le champ incident est un cosinus, le calcul en $x = 0$ du champ réfléchi à la fréquence $n\omega_0$ se ramène dans le référentiel mobile au calcul de l'intégrale

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_0(t' - X(t')/c - nt)} + e^{i\omega_0(-t' + X(t')/c - nt)} dt = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\phi_+(t)} + e^{i\phi_-(t)} dt, \tag{6.10}$$

avec $\phi_+(t) = \omega_0(2t' - (n+1)t)$ et $\phi_-(t) = \omega_0(-2t' - (n-1)t)$. Lorsque n est grand, cette intégrale peut être évaluée en utilisant la méthode de la phase stationnaire [86], il faut pour cela chercher les points t_s où

$$\frac{d\phi_\pm}{dt} = 0 \Leftrightarrow \frac{dt'}{dt} = \frac{1 \pm n}{2}. \tag{6.11}$$

On poursuit en dérivant par rapport à t la définition récursive de t' pour obtenir

$$\frac{dt'}{dt} = 1 - \frac{dt'}{dt}\frac{dX(t')}{dt'} \Leftrightarrow \frac{dt'}{dt} = \frac{1}{1 + \beta(t')}$$

avec $\beta = d_t X(t)/c$. Puis on injecte cette expression dans l'équation 6.11 pour aboutir finalement à une condition sur t_s :

$$\beta(t_s) = \left(\frac{1-n}{1+n}\right)^{\pm 1} \tag{6.12}$$

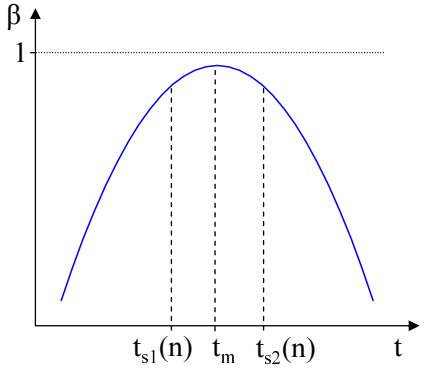


Fig. 6.5: Points de phase stationnaire $t_{s1}(n)$, $t_{s2}(n)$ et point de vitesse maximale t_m. Les équations 6.12 et 6.13 montrent que ces deux instants sont très proches mais non confondus pour $n < 4\gamma^2$.

On voit alors que seul ϕ_+ présente des points stationnaires (car $|\beta| < 1$) et que l'ordre maximal n_{max} pour lequel ce point existe correspond à un facteur $\gamma^2_{max} = (1-\beta^2_{max})^{-1} = (1+n_{max})^2/4n_{max}$, soit

$$n_{max} \approx 4\gamma^2_{max}. \tag{6.13}$$

Ainsi, on retrouve « la coupure », prédite par Einstein [100] et démontrée dans la sous-partie 6.1.1 dans le cas d'un miroir en translation uniforme. Notons que le terme de fréquence de coupure n'a pas le même sens ici, que dans le cas des harmoniques de sillage où le signal harmonique disparaît au delà de cette fréquence. On considère en effet qu'en régime relativiste, la fréquence de coupure est la fréquence à partir de laquelle la loi de décroissance de l'efficacité de génération avec l'ordre harmonique passe d'une loi de puissance (voir plus bas) à une loi exponentielle.

A ce niveau nous avons juste une estimation de la largeur du spectre émis, il nous reste à intégrer l'équation 6.10 pour obtenir pour chaque harmonique, l'ordre de grandeur de l'efficacité de conversion. Deux approches différentes ont été proposées par Gordienko, Baeva et Pukhov [27, 103].

La première [27], consiste à pousser à son terme le calcul basé sur la méthode de la phase stationnaire [86]. Ceci suppose la connaissance de la dérivée seconde de la phase $\phi_+(t')$ au voisinage des points de phase stationnaire $t_s(n)$. Comme ils ne disposent d'aucune information sur le mouvement de $X(t')$, Gordienko *et al.* utilisent le fait que les harmoniques les plus élevées sont émises au voisinage du moment où $X(t')$ atteint sa vitesse maximale et supposent que γ peut être approché par une parabole autour de ce point. Ils aboutissent ainsi à une loi de puissance décrivant la décroissance de l'efficacité de génération avec l'ordre harmonique n : $\eta_n \propto n^{-5/2}$.

La seconde méthode [103], consiste à approcher $\phi_+(t')$ par un développement asymptotique au voisinage du temps t_m où β est maximal et non plus aux instants où la phase est stationnaire (voir figure 6.5). Dans ce cas, la dérivée seconde de la phase est nulle ($\phi_+(t') = -\omega_0[2(X(t')-x_0)/c-(n-1)t] \Rightarrow d^2_{t'}\phi_+(t') = d_{t'}\beta(t') = 0$) et le développement de Taylor de ϕ_+ doit être poussé au troisième ordre. L'évaluation de l'intégrale permet alors d'aboutir à une nouvelle estimation de η_n : $\eta_n \propto n^{-8/3}$. On voit que les deux approches aboutissent à des lois de puissance très proches.

Il y a néanmoins une différence significative entre ces deux modèles. En effet dans le

second cas, il est possible d'estimer le signal harmonique pour des ordres supérieurs à $4\gamma^2$ (ordres pour lesquels il n'existe plus de point de phase stationnaire t_s). Ainsi Baeva *et al.* montrent que la variation avec l'ordre harmonique de l'efficacité ne dévie significativement de la loi de puissance $\eta_n \propto n^{-8/3}$ que pour $n \gtrsim \sqrt{\alpha}\gamma^3$, où $\alpha = X'''(t'_m)$ [103]. Il apparaît donc que l'émission reste efficace au delà de $4\gamma^2$. En d'autres termes le décalage en fréquence maximal est plus important lors de la réflexion sur un « miroir oscillant » que sur un miroir en translation uniforme. Ce dernier point se comprend en notant que dans le cas du miroir oscillant, l'émission des harmoniques élevées ne se produit que durant le laps de temps très court Δt_{em} où le facteur γ est maximal. Plus précisément, nous montrerons dans la sous-section 6.2.3 que $\Delta t_{em} \propto 1/\sqrt{\alpha}\gamma_{max}$. Comme la source se déplace vers l'observateur, ce dernier voit une impulsion compressée par effet Doppler, dont la durée est $\propto (1/\sqrt{\alpha}\gamma_{max})(1/4\gamma_{max}^2)$ et dont le spectre s'étend jusqu'à la fréquence de coupure $\omega_c \propto \sqrt{\alpha}\gamma_{max}^3$.

En résumé, on considère dans le modèle du miroir oscillant, que la source est parfaitement localisée au point de réflexion du laser $X(t)$. Sous cette hypothèse, la somme des champs réfléchi et incident est nulle en $X(t)$. Ainsi le champ réfléchi est simplement le champ incident modulé par une phase proportionnelle à $X(t)$.

La difficulté pour calculer l'efficacité de génération des harmoniques est d'évaluer la fonction $X(t)$ aux temps retardés t'. La première possibilité est de supposer comme Lichters *et al.* que la fonction $X(t)$ est formée de quelques modes harmoniques, ceci permet de reproduire, en ajustant différents paramètres, les spectres issus des simulations numériques [25]. Mais la figure 6.4 montre que cette hypothèse sur la trajectoire du point de réflexion ne résiste pas à l'analyse. La seconde possibilité est de suivre la démarche de Baeva *et al.* en ne s'intéressant à l'émission que durant la courte période où les harmoniques sont produites [27, 103]. On obtient ainsi une loi de puissance décrivant les variations de l'efficacité de génération avec l'ordre harmonique $\eta_n \propto n^{-2.66}$ et une fréquence de coupure $\omega_c \propto \sqrt{\alpha}\gamma^3$.

6.1.4 Confrontation du modèle aux simulations numériques

Dans cette sous-section, nous utilisons le code particulaire EUTERPE pour tester la validité du modèle que nous venons de présenter. Nous vérifierons dans un premier temps que les harmoniques sont effectivement produites par effet Doppler. Puis dans second temps, nous nous intéresserons au bien fondé de la condition aux limites utilisée par Baeva, Gordienko et Pukhov pour décrire la réflexion du champ électromagnétique.

Effets relativistes

Nous commençons donc cette partie par une étude des effets relativistes. Dans la section 1.3.3 nous avons montré comment mettre en évidence l'effet Doppler en supprimant les effets de retard. Rappelons qu'il suffit pour cela de calculer le champ émis par le plasma à partir de l'intégrale du courant transverse, en considérant que la lumière se déplace à vitesse infinie. Nous allons maintenant appliquer cette méthode dans le cas du modèle du miroir oscillant.

Nous avons tracé sur la figure 6.6 deux spectres calculés dans le référentiel mobile à partir des courants transverses issus du code EUTERPE, avec et sans effet de retard. Ces

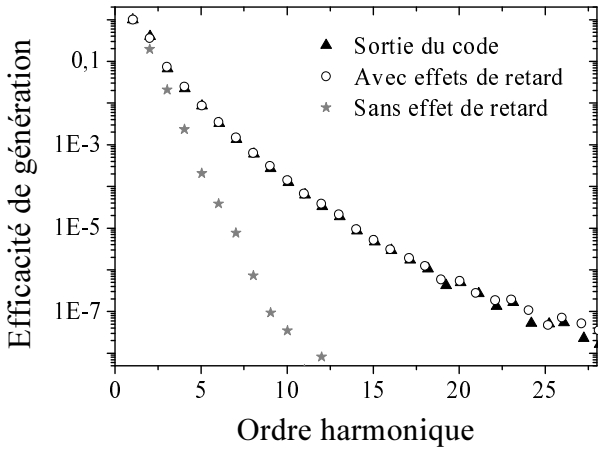


Fig. 6.6: Spectres calculés à partir du courant transverse avec et sans effets de retard. Afin de rendre la figure plus lisible, seuls les points aux fréquences harmoniques sont représentés. La courbe qui tient compte des effets de retard (cercles blancs), reproduit parfaitement le spectre calculé directement à partir du champ E_y fourni par le code (triangles noirs). Lorsque ces effets sont supprimés (étoiles grises), on ne distingue plus d'harmonique au delà de l'ordre 10 (le niveau du bruit numérique est de l'ordre de 5×10^{-9}).

simulations ont été effectuées pour une cible peu dense ($6n_c$) afin d'obtenir uniquement des harmoniques relativistes, mais on observe un comportement similaire quelque soit cette densité. La courbe composée de points blancs correspond au cas où les effets de retard sont pris en compte, elle reproduit parfaitement le spectre calculé directement à partir du champ E_y issu du code. Lorsque l'on supprime les effets de retard ($t_{ret} \rightarrow t$), on voit que le signal harmonique s'effondre. On observe toujours quelques harmoniques, qui proviennent d'une part de la non-linéarité de $J_y \propto 1/\gamma(t)$, et d'autre par du fait que même lorsque $t_{ret} = t$, la phase du champ réfléchi est modulée par[2] : $\omega_0 x(t)/c$. Néanmoins, la baisse du signal est suffisamment significative pour affirmer que, dans les conditions de cette simulation, les harmoniques d'ordres élevées sont essentiellement générées par un effet Doppler périodique.

Ainsi la figure 6.6 valide un des principes fondamentaux du modèle du miroir oscillant, qui est que le signal aux courtes longueurs d'onde est produit par le mouvement relativiste de la source. Il nous reste maintenant à vérifier qu'à la surface du plasma le champ émis est égal au champ incident, ou en d'autres termes que le plasma se comporte bien comme un miroir.

L'hypothèse du miroir

Dans cette sous-partie, nous testons la validité de la condition aux limites utilisée par Baeva, Gordienko et Pukhov pour décrire la génération d'harmoniques. Rappelons que cette condition est que, pour tout couple (x, t), il existe dans le référentiel mobile, un point $X(t)$ tel que $\boldsymbol{E}_r[t, x] = \boldsymbol{E}_r[t', X(t')] = -\boldsymbol{E}_i[t', X(t')]$ [103], soit en supposant

[2] Dans le cas d'une modulation sinusoïdale $\phi(t) = \chi cos\omega(t)$, le champ électrique réfléchi est donné par $E_R = Re\left(\sum_{-\infty}^{\infty} J_{n-1}(\chi) e^{-in\omega_0 t}\right)$, où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n [66].

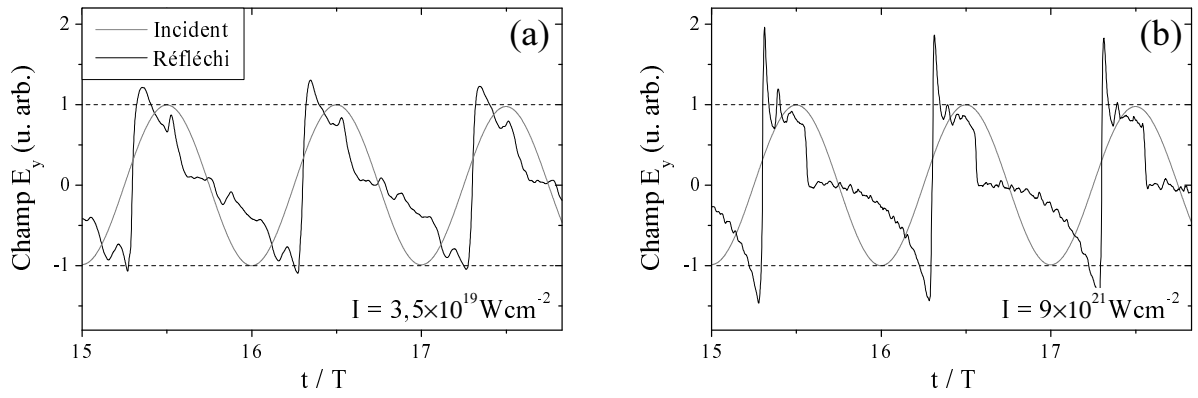


Fig. 6.7: Champ incident (en gris) et champ réfléchi par le plasma (en noir). En (a) l'éclairement est de $3.5 \times 10^{19} Wcm^{-2}$, en (b) il est de $9 \times 10^{21} Wcm^{-2}$. L'origine des temps du champ incident a été translatée pour que le maximum des enveloppes de E_i et E_r coïncident.

que le champ incident peut se mettre sous la forme d'un cosinus :

$$E_r[t,x] = a_0 \cos(\omega_0 t' - k_x X(t') + \phi_0) = a_0 \cos(\omega_0 t + \phi_x(t)).$$

Afin de tester cette hypothèse, nous avons tracé sur la figure 6.7.a les champs incident et réfléchi au bord de la boite de simulation ($x \approx -\lambda$), dans les conditions de la figure 6.4. On voit immédiatement qu'à certains temps (proches des temps d'émissions), l'amplitude du champ réfléchi est supérieure à celle du champ incident, il n'existe donc pas de fonction $\phi_x(t)$ telle que le champ réfléchi s'écrive $E_r[t,x] = a_0 \cos(\omega_0 t + \phi_x(t))$ quelque soit t. Ceci invalide donc l'hypothèse du miroir oscillant telle qu'elle est présentée dans [103]. Dans la référence [103] les éclairements considérés sont plus importants que dans notre cas. Mais l'effet décrit ici s'observe également dans ces conditions, il a même tendance à augmenter avec l'éclairement I. Ainsi, on voit en (b) que lorsque $I = 9 \times 10^{21} Wcm^{-2}$, la valeur crête du champ réfléchi est quasiment deux fois plus grande que celle du champ incident[3]. La génération d'harmoniques ne peut donc pas être décrite rigoureusement à travers la modulation de phase subie par le laser lors de sa réflexion sur un miroir oscillant.

Cette constatation met en exergue les limites des modèles exposés dans [27, 103], et encourage à chercher une nouvelle description de la génération d'harmoniques relativistes sur miroir plasma.

6.2 Une autre approche de la génération d'harmoniques relativistes

Dans cette section, nous présentons une description alternative de la génération d'harmoniques relativistes qui n'impose pas un mouvement arbitraire à la surface (comme Lichters *et al.*), et ne suppose pas non plus une condition limite pour le champ à la surface du plasma (comme Baeva *et al.*).

L'idée de cette étude est de s'intéresser aux mouvements des particules qui émettent les impulsions attosecondes. Nous montrerons tout d'abord que dans le régime

[3] Notons toutefois qu'en incidence normale, cas purement théorique étudié dans [103], $E_r(t) \lesssim \max(E_i)\ \forall t$.

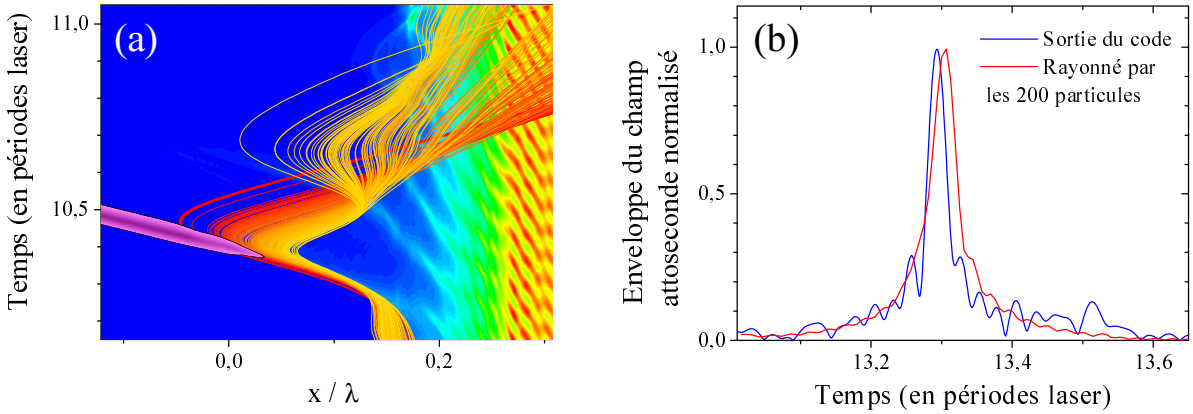


Fig. 6.8: Effet Brunel et miroir oscillant. Le graphique en (a) reprend la carte de densité et le train attoseconde de la figure 6.4. On a superposé sur ces cartes de contours les trajectoires de 200 particules prises au hasard parmi les plus énergétiques ($p_x > 0.5mc$) qui sortent du plasma à $t = 10.23T$. En (b), on a tracé l'enveloppe du champ au bord de la boite de simulation rayonné par les particules de (a), entre les fréquences $40\omega_0$ et $80\omega_0$. Cette impulsion attoseconde est superposée à celle obtenue à partir du champ directement calculé par le code à la même position. Les deux courbes ont été normalisées.

d'éclairement qui nous intéresse les particules qui rayonnent sont accélérées par un mécanisme semblable à l'effet Brunel. Nous nous intéresserons ensuite aux conditions qui déterminent le temps d'émission des harmoniques. Enfin nous terminerons cette étude en montrant que l'analyse des trajectoires permet d'évaluer la durée des impulsions produites et ainsi de retrouver la fréquence de coupure prédite par le modèle du miroir oscillant.

6.2.1 Émission d'impulsions attosecondes et effet Brunel

Afin d'étudier les mouvements des charges qui produisent le signal harmonique, nous avons récupéré les trajectoires $x(t)$ de 200 électrons énergétiques pris aléatoirement parmi ceux qui passent au voisinage du point d'émission de la première impulsion attoseconde sur la figure 6.4.

Ces trajectoires ressemblent fortement pour $t \lesssim 10.5T$ à celles observées sur les figures 1.6 et 5.10 (pages 17 et 56), ce qui tend à indiquer que les électrons sont tirées hors du plasma par un mécanisme de type « effet Brunel ». Au delà de $t \approx 10.5$, les trajectoires diffèrent significativement de celles prévues par Brunel. Cet écart provient du fait que ce modèle néglige totalement le terme $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ de la force de Lorentz, or cette approximation devient tout à fait abusive lorsque les vitesses des électrons sont relativistes [104]. Ainsi sur la figure 6.8, une partie des électrons revenant vers le plasma est repoussée vers le vide en $t \approx 10.5$. On remarque également sur cette figure qu'il se produit toujours des croisements de trajectoires dans le gradient de densité, le plasma peut donc également émettre des harmoniques par émission cohérente de sillage.

Si l'on se concentre sur les temps $t < 10.5T$, on voit que électrons représentés semblent être responsables de l'émission de l'impulsion attoseconde en pourpre. Afin de vérifier que c'est effectivement le cas, nous avons tracé sur le panneau (b) le champ E_y rayonné par ces particules entre les harmoniques 40 et 80. Ce champ a été calculé dans

le référentiel mobile en utilisant la formule de Lienard-Wiechert aux temps retardés [37] :

$$\boldsymbol{E} \approx -\frac{e\boldsymbol{R} \times [(\boldsymbol{R} - R\boldsymbol{\beta}) \times \boldsymbol{v}']}{c^2(R - \boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{\beta})^3}, \tag{6.14}$$

où $\boldsymbol{R}$ est le vecteur qui relie l'électron au point d'observation, $\boldsymbol{v}' = d\boldsymbol{v}/dt$ et $\boldsymbol{\beta} = \boldsymbol{v}/c$. Notons que l'on n'a pas tenu compte du terme en $1/R^2$ qui est négligeable pour $R \gg 1$ (terme « champ proche »). Nous avons également représenté sur la figure 6.8.b, le champ filtré calculé au même point à partir du champ E_y retourné par le code EUTERPE. Le bon accord entre ces deux courbes montre que les particules choisies sont bien représentatives de celles responsables de l'émission harmonique.

Ainsi, l'effet Brunel joue un rôle prépondérant dans l'émission des harmoniques de sillage et des harmoniques relativistes, tout au moins pour $I \lesssim 5.10^{19} W cm^{-2}$. Ces deux mécanismes sont simplement associés à deux instants différents de la dynamique des électrons de Brunel ; les oscillations plasmas qui rayonnent les harmoniques de sillage sont excitées par les électrons renvoyés vers le plasma, alors que les harmoniques relativistes sont générées au moment où les électrons sont tirés hors du plasma à des vitesses proches de c.

6.2.2 Instants d'émissions

Nous venons d'établir que les jets d'électrons à la surface du plasma sont responsables de la génération des harmoniques relativistes, or sur la figure 6.4 on observe l'émission d'une seule impulsion attoseconde par cycle alors que deux jets sont expulsés hors du plasma. Nous nous proposons d'expliquer dans cette partie pourquoi ce second jet n'émet pas et plus généralement, quelles conditions doivent être réunies pour qu'une impulsion attoseconde soit générée.

Nous avons tracé sur les panneaux (a) et (b) de la figure 6.9, différentes quantités décrivant la trajectoire dans le référentiel mobile, d'un électron énergétique appartenant au premier jet de la figure 6.4. Notons que tous les électrons formant ce jet suivent des trajectoires similaires. Sur le panneau (a), on observe l'évolution de $\beta_x(t) = v_x(t)/c$ et de $\gamma_x(t) = 1/\sqrt{1 - \beta_x(t)^2}$. D'après le modèle exposé dans la référence [103], l'émission d'une impulsion attoseconde se produit au voisinage de l'instant où γ_x est maximal. Comme γ_x est très piqué autour du maximum de $|v_x|$, l'émission est très courte. En accord avec ce modèle, on observe bien sur le panneau (a) un extremum de γ_x en $t \approx 10.35T$ qui correspond qualitativement à l'instant d'émission de l'impulsion attoseconde[4] sur la figure 6.4. Étudions maintenant le champ émis par cet électron en utilisant l'équation 6.14. D'après cette équation, on doit obtenir un pic de champ lorsque le dénominateur tend vers 0, c'est à dire lorsque $\boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{\beta} \to R$. Comme dans le référentiel mobile le laser est une onde plane en incidence normale, les électrons situés en différents points de la surface du plasma n'émettent en phase que dans la direction $\boldsymbol{e}_x$ normale au plasma. On peut donc se contenter d'étudier l'émission dans cette direction. Par suite, si l'on observe le champ rayonné suffisamment loin de la source pour que $\boldsymbol{R} \approx -R\boldsymbol{e}_x$, la condition $\boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{\beta} \to R$ se ramène à $\beta_x \to -1$, on retrouve donc le critère proposé dans [103]. Pour obtenir le champ E_y émis par cette particule, il faut également s'intéresser au numérateur.

[4] Sur le panneau (a) on observe deux pics de γ_x mais le second maximum est atteint alors que l'électron se déplace vers le plasma, il ne peut donc émettre efficacement à de courtes longueurs d'onde, dans la direction de l'observateur.

En pratique, il suffit de considérer le second terme du double produit vectoriel, le premier terme est en effet proportionnel à $\boldsymbol{R} - R\boldsymbol{\beta}$, il est donc d'après nos hypothèses quasiment parallèle à $\boldsymbol{e}_x$ au moment de l'émission. En developpant ce terme, on obtient une expression du champ rayonné :

$$E_y = -\frac{e\boldsymbol{R}\cdot(\boldsymbol{R}-R\boldsymbol{\beta})\boldsymbol{v}'}{c^2(R-\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{\beta})^3}\cdot\boldsymbol{e}_y \approx \frac{eRv'_y}{c^2(R-\boldsymbol{R}\cdot\boldsymbol{\beta})^2} \approx \frac{ev'_y}{c^2R(1+\beta_x)^2}. \tag{6.15}$$

Ainsi le champ E_y est essentiellement déterminé par β_x et v'_y. Suite à cette observation, nous avons tracé sur le panneau (b), la vitesse et l'accélération de l'électron selon $\boldsymbol{e}_y$. On remarque que v'_y atteint son maximum au même instant que $|\beta_x|$, instant t_m qui correspond au passage de β_y par zéro [5].

Sur l'encart du panneau (c), on a représenté le champ rayonné par 5 électrons du premier jet. On voit que le champ est toujours émis sous la forme d'impulsions extrêmement courtes, de même phases et quasiment simultanées. Par suite, en sommant le signal émis par les 200 particules de la figure 6.4, on obtient une impulsion attoseconde de forte amplitude (courbe en (c)).

La dynamique des électrons formant le second jet est bien différente. Afin de comparer ces deux situations, nous avons tracé sur les panneaux (d), (e) et (f) les même quantités qu'en (a), (b), (c), en considérant cette fois un électron du second jet. En (b) on voit que γ_x passe par deux maxima alors que l'électron se déplace toujours vers le vide, l'émission dure par conséquent plus longtemps. On remarque également que les valeurs atteintes par β_x sont plus faibles en (d) qu'en (a). En (e) on observe à nouveau que les maxima de β_x sont obtenus lorsque β_y s'annule. Mais comme v'_y change de signe durant la période où β_x est maximal, le champ rayonné diffère significativement de celui observé en (c). On voit en effet sur l'encart en (f), que le champ émis par les électrons du second jet, s'étale sur une durée plus longue et change de signe. Par suite, lorsque l'on intègre le signal émis par 200 particules appartenant à ce jet, on obtient une impulsion bien moins intense qu'en (c). Comme par ailleurs le second jet est moins dense que le premier, l'amplitude de l'impulsion émise par le deuxième jet est, dans le cas de la figure 6.4, environ 4.5 fois plus faible que celle du premier (elle n'apparaît pas sur cette figure, à cause du seuil de l'échelle de couleur).

Cette étude montre que la dynamique des électrons expulsés hors du plasma est très complexe. Or la durée, la forme et l'amplitude des impulsions émises par les jets est intimement liée à cette dynamique. Une description rigoureuse de la génération d'harmoniques nécessiterait donc une étude approfondie des électrons tirés hors du plasma pour aboutir à une modélisation des courants qu'ils produisent. Mais nous allons montrer, qu'en faisant la même approximation que Baeva *et al.* [103], il est déjà possible d'obtenir une estimation de la durée des impulsions attosecondes émises et de la largeur du spectre généré.

[5] La condition $\beta_y = 0$ est celle retenue dans [103] pour déterminer le temps où γ_x est maximal. Les auteurs de cet article considère en effet que $|\beta| \approx 1 \forall t$, dans ces conditions le maximum de β_x correspond au minimum de β_y.

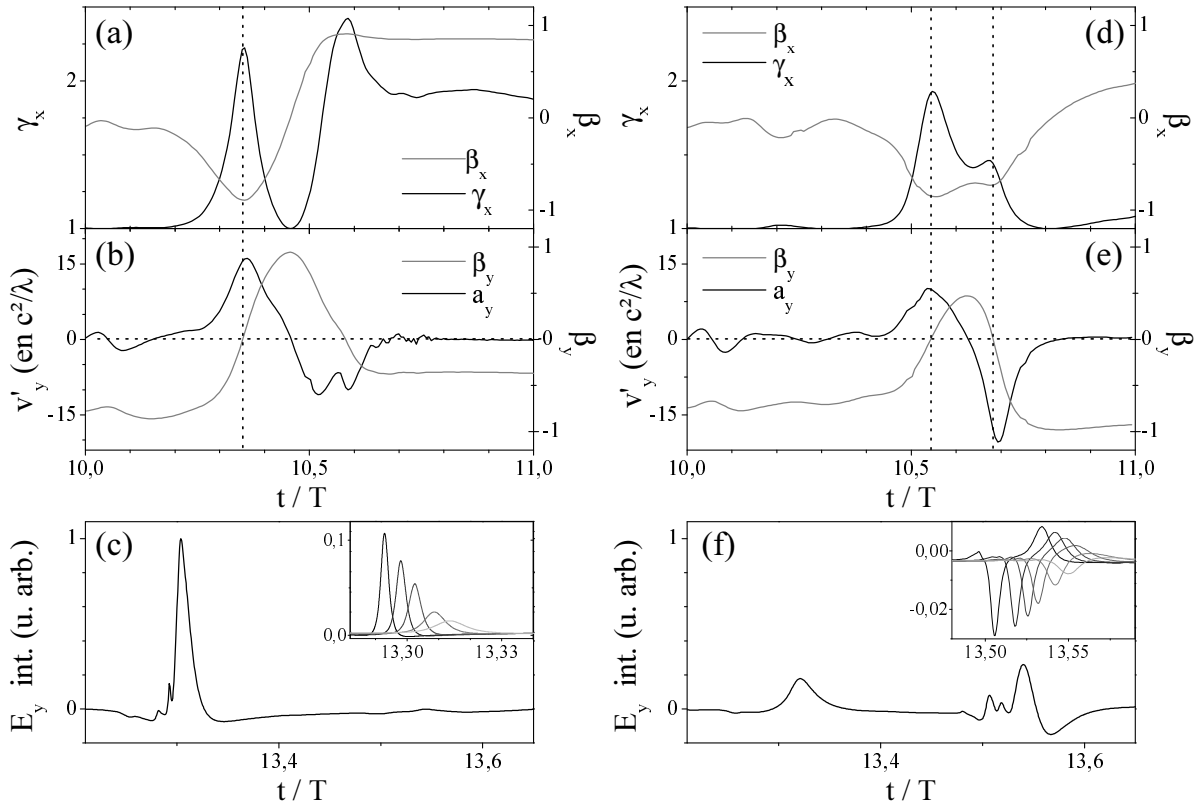


Fig. 6.9: Instants d'émission des impulsions attosecondes relativistes. On a tracé sur les panneaux formant cette figure, différentes quantités décrivant le mouvement des particules énergétiques ($|p_x| > 0.5mc$), participant au premier (colonne de gauche), ou au second jet (colonne de droite). En haut (a,d), on a représenté les composantes de vitesse selon $\boldsymbol{e}_x$, $\beta_x = v_x/c$ de deux particules (une pour chaque jet), ainsi que les facteurs $\gamma_x = 1/\sqrt{(1-\beta_x^2)}$ associés. Sur les panneaux centraux (b,e), on a tracé les composantes de vitesse selon $\boldsymbol{e}_y$, β_y et leur dérivé v'_y. Enfin sur les deux graphiques inférieurs (c,f), on peut observer pour les deux jets, le signal rayonné par 200 particules prises au hasard parmi celles qui sont éjectées du plasma avec une impulsion $|p_x| > 0.5mc$. En encart on a représenté le champ E_y émis par quelques particules individuelles. Les échelles sont les mêmes à droite et à gauche. En (f), on voit que certaines des particules du second jet participent à l'émission de la première impulsion.

6.2.3 Durée d'émission

Notre point de départ est de considérer que pour un électron donné, β_x peut être approché au voisinage de son maximum par une parabole, soit $\beta_x = -\beta_m + \alpha t^2/2$ avec $\beta_m \approx 1$. D'après l'étude précédente, le champ E_y produit par cette particule est

$$E_y \propto \frac{1}{(1+\beta_x)^2} = \frac{1}{(1-\beta_m)^2}\frac{1}{(1+\frac{\alpha t^2}{2(1-\beta_m)})^2} \quad (6.16)$$

$$= \frac{\gamma_m^4(1+\beta_m)^2}{\left(1+\alpha t^2\gamma_m^2(1+\beta_m)/2\right)^2} \quad (6.17)$$

$$\approx \frac{4\gamma_m^4}{\left(1+\alpha t^2\gamma_m^2\right)^2}, \quad (6.18)$$

avec $\gamma_m = 1/\sqrt{1-\beta_m^2}$. Ainsi, on peut estimer en négligeant les variations de v_y', que le champ est émis sous la forme d'une impulsion de largeur à mi-hauteur $\Delta t_e = 2\sqrt{\sqrt{2}-1}/(\sqrt{\alpha}\gamma_m)$. Dans le cas de l'électron de la figure 6.9.a, $\Delta t_e \approx T/60$ et le panneau (b) montre que v_y' ne varie quasiment pas durant cette période, ce qui justifie cette approximation.

Comme la source se déplace à la vitesse $v_x \approx \beta_m c$, l'observateur voit une impulsion plus brève. En effet le signal émis au temps t_e au point $x = \beta_m c t_e$, est reçu en x_0 à $t_d = t_e + (x_0 - \beta_m c t_e)/c$. Par suite, l'impulsion détectée dure $\Delta t_d = (1-\beta_m)\Delta t_e \propto 1/(\sqrt{\alpha}\gamma_m^3)$ et son spectre s'étend jusqu'à la fréquence de coupure $\omega_c \propto 1/\Delta t_e \propto \sqrt{\alpha}\gamma_m^3$. On peut remarquer qu'il existe une forte analogie entre l'émission d'harmoniques relativistes et le rayonnement synchrotron [37]. En particulier, la durée de l'émission vue par un observateur fixe est dans les deux cas proportionnelle à γ^3, avec un facteur γ qui est associé à la durée de l'émission dans la direction de l'observateur, et un facteur γ^2 qui est lié à l'effet Doppler. Notons que si α est grand, ou plus généralement si l'émission dans le référentiel de la source est très brève, le spectre peut être très étendu même si $\gamma_m \approx 1$. Dans ce cas, l'effet Doppler joue un rôle négligeable.

La forme et l'extension du spectre réellement émis résultent de l'intégrale du champ produit par un grand nombre d'électrons. La figure 6.9.e montre que les impulsions produites par les différentes particules formant le jet ne sont en général pas parfaitement synchronisées, il faudrait donc pour poursuivre cette étude modéliser la fonction $\gamma_m(t)$. Mais une telle analyse dépasse le cadre de cette section, dont le but est simplement de montrer qu'il est possible de décrire la génération d'harmoniques relativistes, sans utiliser le modèle du miroir oscillant.

En résumé, nous avons observé dans cette sous-partie que les électrons tirés périodiquement hors du plasma par le laser émettent des impulsions ultracourtes lorsqu'ils atteignent leur vitesse maximale dans la direction spéculaire. Nous avons également montré qu'il est possible d'estimer la largeur du spectre produit en supposant que cette vitesse peut-être approchée par une parabole au voisinage de son maximum. Mais cette étude reste qualitative et une investigation plus poussée des courants à la surface du plasma, en régime relativiste, serait nécessaire pour aboutir à une description rigoureuse de la génération d'harmoniques relativistes.

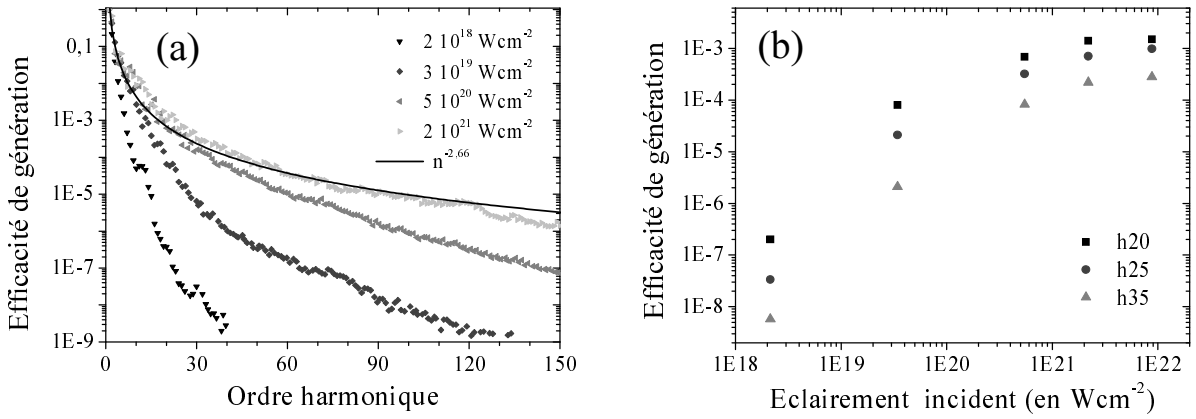


Fig. 6.10: Influence de l'éclairement. (a) Effet d'une augmentation de l'éclairement de $2 \times 10^{18} Wcm^{-2}$ à $2 \times 10^{21} Wcm^{-2}$. On a également tracé sur ce graphique la fonction $n^{-8/3}$ qui décrit le spectre attendu lorsque $I \gg 10^{18} Wcm^{-2}$ [103]. (b) Évolution de l'efficacité de génération des harmoniques 20, 25 et 35 avec l'éclairement laser en échelle « log-log ».

6.3 Étude paramétrique

Après deux sections consacrées à la description du mécanisme de génération d'harmoniques relativistes, nous allons maintenant nous intéresser à quelques propriétés simples de ces harmoniques en effectuant une étude paramétrique. Ainsi, comme dans le chapitre consacré à l'émission cohérente de sillage, nous utiliserons le code EUTERPE pour étudier l'influence de l'éclairement laser, de la longueur de gradient et de l'angle d'incidence. Notons qu'une étude équivalente, donnant des résultats similaires, a été effectuée par Lichters *et al.* [92].

6.3.1 Éclairement laser

Nous commençons par étudier l'effet d'une variation de l'éclairement sur l'efficacité de génération. Nous avons tracé sur figure 6.10.a quatre spectres, correspondant à quatre niveaux d'éclairements. On observe clairement que l'efficacité de génération η et l'étendue du spectre augmentent avec I. L'étude que nous avons menée lors des deux sections précédentes, nous permet d'interpréter ces observations.

D'une part, le fait que davantage d'harmoniques soient générées s'explique en notant que lorsque I augmente, les électrons gagnent plus d'énergie dans le champ laser ce qui a pour conséquence de déplacer la fréquence de coupure, $\omega_c \propto \sqrt{\alpha}\gamma^3$, vers des fréquences plus élevées. Nous reviendrons sur l'influence de l'éclairement sur la fréquence de coupure dans la section 6.4.

D'autre part, on peut penser que lorsque I augmente, de plus en plus d'électrons atteignent des vitesses $v > v_{crit}(n)$ qui leur permettent de rayonner au delà de $n\omega_0$ ($\omega_c(v) > n\omega_0$). Ainsi $\eta(n)$ augmente avec I. Lorsque la vitesse de l'ensemble des électrons qui sont tirés par le laser dépasse $v_{crit}(n)$, l'efficacité cesse d'augmenter et tend vers la loi de puissance $\eta_{theo}(n) \propto n^{-8/3}$ prédite par le modèle de Baeva *et al.* [103]. Afin de mieux visualiser cet effet, nous avons tracé sur le panneau (b) de la figure 6.10 les variations de η avec I pour 3 harmoniques différentes. On observe que près du seuil relativiste, $\eta(I)$

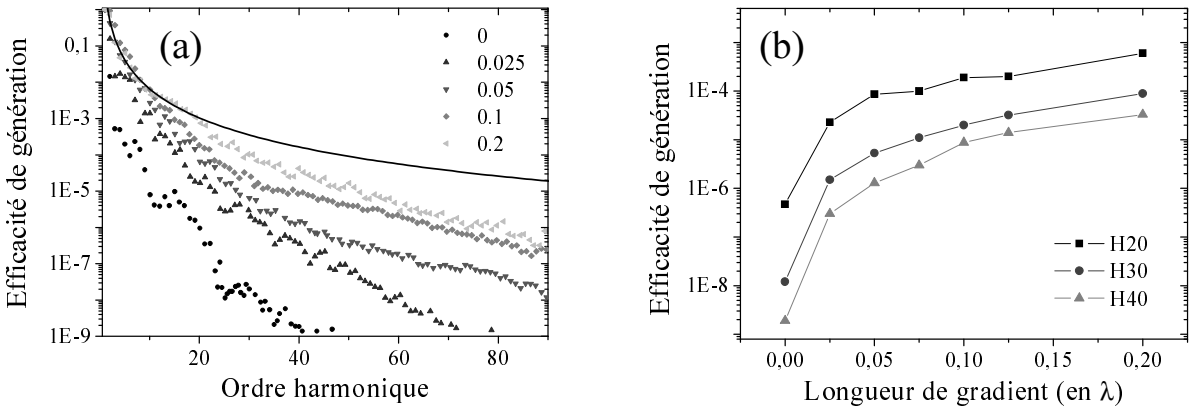


Fig. 6.11: Influence de la longueur de gradient. On observe en (a) 5 spectres obtenus pour des longueurs de gradient L, allant de 0 (marche de densité) à $\lambda/5$. La courbe continue représente la fonction $\eta_{theo} \propto n^{-8/3}$. En (b), on a tracé 3 courbes montrant l'évolution de l'efficacité de génération avec L pour les harmoniques 20, 30 et 40. L'éclairement est de $3.5 \times 10^{19} W cm^{-2}$.

augmente très rapidement avec l'éclairement, puis qu'elle sature pour $I \gg 10^{18} W cm^{-2}$.

6.3.2 Longueur de gradient

Poursuivons cette étude paramétrique en envisageant l'effet d'une variation de la longueur de gradient sur la génération d'harmoniques relativistes. Nous avons tracé sur la figure 6.11.a, 5 spectres obtenus pour des longueurs de gradient L allant de 0 à $\lambda/5$. On observe que dans les conditions de cette simulation[6], l'efficacité de génération augmente avec L.

Une interprétation possible de cet effet est que lorsque l'on allonge le gradient, on diminue la densité au voisinage du point de réflexion du laser. Par suite les électrons qui sont tirés par le champ électrique voient des forces de rappel $\propto \omega_p(x)$ plus faibles, ils peuvent atteindre des vitesses plus élevées et donc émettre à des longueurs d'ondes plus courtes. Ainsi dans ce régime, une augmentation de L a un effet comparable à une augmentation de l'éclairement. Cette observation est qualitativement en accord avec la « similarity theory » [105], utilisée par Baeva *et al.* [103] et d'après laquelle, la dynamique du plasma en régime ultra-relativiste ($I \gg 10^{18} W cm^{-2}$), ne dépend pas individuellement de l'amplitude du champ a_0 et de la densité du plasma n_e mais du paramètre $S \propto n_e/a_0$. Il faut cependant noter que ce paramètre S n'est pas directement utilisable lorsque le laser se réfléchit sur un gradient de densité. En effet dans ce cas, le laser ne voit jamais la densité du solide et il est indispensable de tenir compte de la longueur de gradient pour décrire la dynamique du plasma[7].

Cette interprétation est soutenue par le deuxième panneau de la figure 6.11, où on voit que η a un comportement analogue quand on varie L ou I (figure 6.10.b) : l'efficacité croit très rapidement dès que la longueur L devient non nulle, puis moins rapidement lorsque L se rapproche de $\lambda/5$.

[6] Nous n'avons pas tracé de spectre pour $L > \lambda/5$, car un tel cas sortirait complètement du cadre de notre étude, qui se limite à la génération d'harmoniques sur miroir plasma ($L \ll \lambda$).

[7] Une telle étude n'a encore jamais été effectuée à notre connaissance.

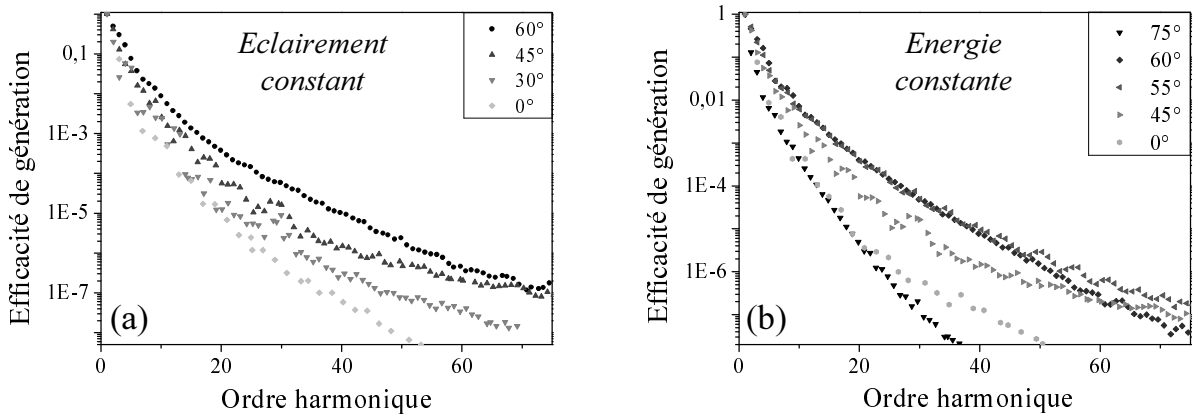


Fig. 6.12: Influence de l'angle d'incidence. (a) Variation de l'angle entre 0°et 60°, à éclairement constant, $I = 3.5 \times 10^{19} W cm^{-2}$.(b) Variation de l'angle entre 0°et 75°à énergie par impulsion constante, $I = 3.5(\cos\theta/\cos 45) \times 10^{19} W cm^{-2}$.

En conclusion, il est possible d'améliorer l'efficacité de génération pour tendre vers η_{theo}, soit en augmentant l'éclairement soit en augmentant la longueur de gradient. Précisons qu'expérimentalement ces deux paramètres ne sont pas indépendants puisque la forme du gradient est largement façonnée par l'impulsion laser.

6.3.3 Angle d'incidence

Terminons cette étude paramétrique en analysant l'influence de l'angle d'incidence θ sur la génération d'harmoniques relativistes.

Nous avons fait varier sur la figure 6.12, θ entre 0 et 60 degrés en gardant constant l'éclairement à la surface du plasma. On voit que l'efficacité de génération augmente avec l'angle d'incidence. Ceci est tout à fait en accord avec l'analyse de la section 6.2.1 où nous avions observé que les électrons qui rayonnent semblent être essentiellement accélérés par la composante p du champ électrique $E_x = E_0 \sin\theta$. Ainsi, augmenter θ revient dans une certaine mesure à augmenter l'éclairement. On remarque néanmoins que le signal en incidence normale n'est pas nul alors que $E_x = 0$. Dans ce cas, c'est le terme en $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ de la force de Lorentz, qui accélère les électrons responsables de l'émission. Comme cette force oscille à $2\omega_0$, seules les harmoniques paires du laser sont générées.

A côté de cette étude à éclairement constant, on peut également s'intéresser à l'influence de l'angle d'incidence, lorsque l'énergie laser est fixée. C'est le cas qui se rapproche le plus d'une expérience réelle, où on se contente en général de tourner la cible, sans compenser l'étalement de la tache focale. Si l'on veut se rapprocher de ces conditions expérimentales, il faut tenir compte du facteur d'obliquité qui fait que l'éclairement à la surface du plasma est proportionnel à $\cos\theta$. C'est ce que nous avons fait pour tracer les courbes de la figure 6.12.b, où pour 5 angles d'incidence, l'éclairement a été multiplié par $\cos\theta/\cos 45$. On voit sur ce graphique que l'angle optimum se situe au voisinage de 55°. Cette observation soutient l'hypothèse que la composante E_x du champ joue un rôle prépondérant dans la génération d'harmoniques, tout au moins dans les conditions de cette simulations. En effet, en tenant compte de l'obliquité, faire varier l'angle d'incidence revient à multiplier E_x par $\sin\theta\sqrt{\cos\theta}$, or le maximum de cette fonction

est atteint en $\theta \approx 55°$. On peut noter que notre interprétation simpliste ne permet pas d'expliquer complètement la figure 6.12, où la forme des spectres est également modifiée par θ. Cette déformation montre que la dynamique des électrons ne fait pas uniquement intervenir la composante E_x du champ. Cette dynamique étant très complexe, nous ne pousserons pas plus loin cette étude et retiendrons seulement que l'angle optimum pour des éclairements de l'ordre de $10^{19} W cm^{-2}$ se situe autour de 55°.

6.3.4 Comparaison harmoniques relativistes / harmoniques de sillage

Concluons cette étude paramétrique de la génération d'harmoniques relativistes en comparant les résultats que nous venons de présenter avec ceux que nous avions obtenus dans la section 5.4 consacrée à l'émission cohérente de sillage (CWE).

Dans la section 5.4, nous avons montré que le CWE est un mécanisme quasi-linéaire en éclairement. A l'opposé, les harmoniques relativistes sont elles produites par un mécanisme fortement non-linéaire : l'efficacité de génération d'une harmonique donnée augmente très rapidement dès que quelques électrons ont atteint la vitesse critique leur permettant d'émettre à cette fréquence, puis reste quasiment constante lorsque une majorité des électrons ont dépassé cette vitesse.

En ce qui concerne l'influence de la longueur de gradient, nous avions montré qu'il existe dans le cas du CWE, une longueur L optimale qui dépend de la fréquence considérée et de l'angle d'incidence. La situation est totalement différente dans le cas des harmoniques relativistes où l'efficacité de génération augmente avec L. On peut par ailleurs noter que les harmoniques relativistes peuvent être produites même en l'absence de gradient de densité, ce qui n'est pas le cas du CWE.

Enfin nous avons montré qu'il existe pour les deux mécanismes de génération, un angle d'incidence optimal qui se situe autour de $50 - 55°$. Cet optimum s'explique par le rôle majeur joué par la composante E_x du champ électrique qui varie en $\sin\theta\sqrt{\cos\theta}$. Précisons que ce dernier point n'est vrai que pour des éclairements « modérément » relativistes ; lorsque I devient très grand devant $10^{18} W cm^{-2}$, l'effet du champ magnétique peut devenir très important et modifier l'influence de l'angle d'incidence sur l'efficacité de génération.

Il existe donc de nombreuses différences entre les deux mécanismes de génération, ce qui permet de les distinguer sans difficulté dans les simulations. Expérimentalement, l'identification de l'émission de sillage reste simple car ce modèle prédit une coupure du spectre au niveau de la fréquence plasma, ce qui est facilement vérifiable. Nous avons montré dans la section 6.2 que dans le cas des harmoniques relativistes on s'attend également à observer une coupure à $\omega_c \propto \sqrt{\alpha}\gamma_m^3$. Mais comme aucun modèle ne permet d'évaluer rigoureusement γ, cette propriété semble peu exploitable. Ainsi, on peut s'interroger sur le caractère prédictif des modèles décrivant la génération d'harmoniques relativistes.

6.4 Un modèle prédictif ?

Nous avons montré dans la sous-section 6.1.4, que l'hypothèse de départ des articles de Baeva *et al.* ($\exists X(t), \forall t, \boldsymbol{E}_r[t', X(t')] = -\boldsymbol{E}_i[t', X(t')]$ où $t' = t-(X(t')-x)/c$ [27, 103]), ne se vérifie généralement pas dans les simulations numériques en incidence oblique. Mais

s'ils supposent que cette relation est vraie quelque soit t, ils ne l'utilisent qu'au voisinage de l'instant où le rayonnement harmonique est produit, pour établir une loi de puissance décrivant l'efficacité de génération et déterminer une fréquence de coupure. Comme l'hypothèse du miroir oscillant peut être vérifiée transitoirement durant l'émission, on ne peut pas à ce stade, invalider totalement les prédictions de ce modèle. Nous nous proposons donc de les tester à l'aide de simulations numériques et d'essayer de déterminer si elles peuvent être facilement ou non confrontées aux observations expérimentales.

6.4.1 Fréquence de coupure

Dans la section 6.2 nous avons montré qu'il est possible de retrouver facilement la fréquence de coupure prédite par le modèle développé par Baeva *et al.*, sans supposer l'existence d'un point où le champ s'annule. Il y a cependant une différence d'importance entre ces deux approches. Dans le modèle de Baeva *et al.* [103], les quantités α et γ_m qui interviennent dans l'expression de la fréquence de coupure, décrivent le mouvement d'un point $X(t)$ qui n'est associé à aucune grandeur physique ; on peut donc difficilement évaluer sa vitesse. En revanche lorsque l'on décrit l'émission en s'intéressant aux trajectoires des électrons éjectés hors du plasma, ces deux quantités sont directement reliées à la vitesse des électrons considérés. Dans ce second cas, on peut donc facilement vérifier que la fréquence de coupure du spectre est bien proportionnelle au facteur $\sqrt{\alpha}\gamma_m^3$ associé aux électrons les plus énergétiques. Ainsi la seconde approche semble être plus prédictive.

Mais quelque soit l'approche retenue, ce facteur est difficile à évaluer expérimentalement, car il est intimement lié à la dynamique de la surface du plasma. On voit par exemple sur la figure 6.11 que la position de la fréquence de coupure dépend de la longueur du gradient de densité, longueur qui dépend de façon complexe de la forme, de la durée et de l'amplitude de l'impulsion incidente. Ainsi, on observe sur la figure 6.13.a que lorsque les ions sont mobiles, la fréquence de coupure est ramenée vers les ordres plus bas ($\omega_c \approx 200\omega_0$ pour des ions fixes et $\approx 40\omega_0$ pour des ions mobiles). Cet effet peut s'expliquer par l'action de la force pondéromotrice qui raidit, à très haut éclairement, le gradient de densité dans la zone d'interaction [106]. ω_c semble donc être, dans les cas réalistes, une fonction complexe de I.

Pour confronter leurs résultats expérimentaux au modèle de Baeva *et al.*, Dromey *et al.* supposent dans la référence [107], que l'évolution de γ_m avec I peut être modélisée par celle du facteur de Lorentz d'un électron libre, dans le référentiel où la position moyenne de la particule est fixe : $\gamma_{el} = (1 + 3.6 \times 10^{-19} I\lambda^2)^{1/2}$. Précisons que ceci revient à considérer que le champ électromagnétique fait osciller les électrons et que le champ électrostatique plasma immobilise leurs centres d'oscillations. La figure 6.13 montre que ce modèle est bien trop simpliste, on observe en effet que la fréquence de coupure croit beaucoup moins vite avec l'éclairement laser que γ_{el}^3. Notons que d'après Baeva *et al.*, le paramètre important dans la génération d'harmoniques relativistes en incidence normale n'est pas le facteur de Lorentz, mais $\gamma_m = 1/\sqrt{1-\beta_m^2}$ où β_m est la vitesse maximale dans la direction spéculaire $\boldsymbol{e}_x$. Or dans le référentiel lié à la particule, β_m est bornée par $2c/3$, le modèle utilisé par Dromey *et al.* ne permet donc en aucun cas de reproduire l'effet Doppler à la base du mécanisme relativiste. Ainsi, on ne pourra faire des prédictions crédibles sur la coupure du spectre, que si les modèles sont poussés suffisamment loin pour décrire de façon satisfaisante l'évolution de γ_m avec I.

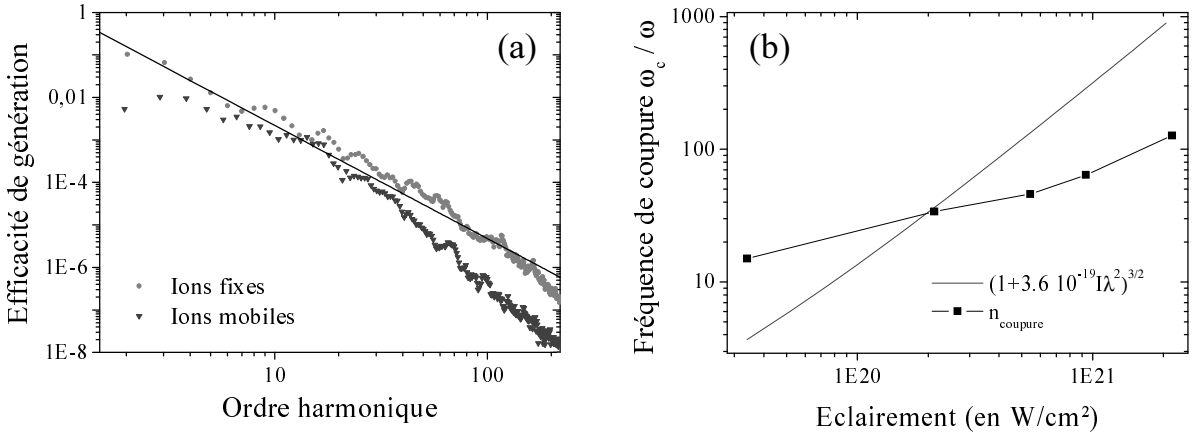


Fig. 6.13: Illustration des limites prédictives du modèle du miroir oscillant. (a) Comparaison des spectres obtenus avec des ions mobiles ou immobiles pour un éclairement $I = 3.4 \times 10^{21} W cm^{-2}$ et une longueur de gradient initiale de $\lambda/25$. La ligne continue est la fonction $\eta_{theo} = n^{-8/3}$. (b) Variation de la fréquence de coupure avec l'éclairement dans le cas où les ions sont fixes. La ligne en traits pointillés correspond cette fois à la fonction $(1 + 3.6 \times 10^{-19} I\lambda^2)^{3/2}$.

6.4.2 *Efficacité de génération*

Nous nous intéressons maintenant à la seconde prédiction du modèle du miroir oscillant : la décroissance en $n^{-8/3}$ de l'efficacité de génération η_{theo} avec l'ordre harmonique. Au premier abord, les spectres numériques semblent suivre cette loi. Ainsi sur la figure 6.10.a, les spectres paraissent tendre vers η_{theo} lorsque I tend vers l'infini. On observe néanmoins sur cette figure que la courbe correspondant à l'éclairement de $2 \times 10^{21} W cm^{-2}$ passe significativement au dessus de η_{theo} pour $n \lesssim 30$, l'accord n'est donc pas parfait.

La figure 6.13.a montre que cet accord est nettement moins bon, lorsque l'on se rapproche des conditions réelles en laissant les ions se déplacer. On voit en effet que dans ce cas le spectre ne suit quasiment jamais la loi de puissance, alors que l'éclairement se situe largement dans le régime ultra-relativiste ($I = 3.4 \times 10^{21}$). Il semble donc audacieux de considérer cette loi comme une signature des harmoniques relativistes comme cela a été effectué par Dromey *et al.* dans la référence [26].

En conclusion, il apparaît que le modèle de Baeva *et al.*, parfois qualifié « d'universel », est loin de mériter ce qualificatif. Les simulations numériques montrent en effet que la forme et l'extension des spectres dépendent fortement de la forme et de la longueur du gradient de densité. Or ce gradient n'est pas contrôlable expérimentalement à des échelles petites devant la longueur d'onde, les prédictions de ce modèle semblent donc être tout à fait inexploitables. Finalement, il ressort des simulations que la signature la plus claire des harmoniques relativistes, est le rôle joué par l'effet Doppler dans le mécanisme de génération (voir la figure 6.6), mais cet effet est difficilement identifiable expérimentalement.

Troisième partie

PROPRIÉTÉS DE LA SOURCE

RÉSUMÉ

Dans cette troisième et dernière partie, nous présentons une étude essentiellement expérimentale, des propriétés des deux mécanismes de génération d'harmoniques sur miroir plasma que nous avons identifiés.

Nous décrivons tout d'abord les deux principaux dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés. Nous montrons ensuite que les harmoniques produites par émission cohérente de sillage, ou par effet Doppler relativiste ont des extensions de spectres, des dépendances en éclairement et des largeurs spectrales très différentes. Ainsi, elles peuvent être distinguées expérimentalement sans ambiguïté.

Dans le chapitre 9, nous menons une étude détaillée des propriétés de phase des harmoniques générées sur miroir plasma. Cette analyse montre que la mesure de cette phase fournit des informations sur la dynamique de l'effet Brunel. De ce point de vue, les harmoniques peuvent être considérées comme un outil permettant de sonder la dynamique du plasma. Par ailleurs, nous prouvons qu'il est également possible de contrôler cette dynamique et donc les propriétés des harmoniques en intervenant sur la phase de l'impulsion laser. Enfin nous apportons dans ce chapitre, la première preuve de la cohérence des harmoniques générées sur miroir plasma et nous tirons parti de cette propriété pour effectuer une mesure interférométrique de la dépendance en éclairement de la phase harmonique.

Cette partie se termine par un chapitre très prospectif dans lequel nous nous intéressons à la phase relative entre les harmoniques générées et à la caractérisation temporelle des impulsions émises à l'échelle attoseconde.

Sauf mention contraire, tous les résultats expérimentaux présentés dans cette partie ont été obtenus avec le laser UHI10.

7. DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement les deux principaux dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés pour étudier les propriétés des harmoniques générées sur miroir plasma. Nous commençons par la description du montage optique employé pour analyser le spectre émis. Nous détaillerons ensuite le principe de celui que nous avons mis au point pour visualiser le faisceau harmonique après qu'il a divergé.

7.1 Mesures spectrales

Nous avons schématisé sur la figure 7.1 le dispositif expérimental utilisé pour étudier les propriétés spectrales des harmoniques. Le faisceau laser polarisé p est focalisé par un miroir parabolique de longueur focale f ($f = 200mm$ ou $500mm$), sur une cible solide de qualité optique. Il est alors réfléchi par cette cible et envoyé vers un spectromètre XUV Jobin Yvon, constitué d'un miroir torique et d'un réseau de diffraction en réflexion plan, tous deux utilisés en incidence rasante pour maximiser la réflectivité aux courtes longueurs d'ondes. Le miroir torique a une focale d'un mètre et il est taillé pour travailler avec un angle de déviation de 157°. Il est utilisé en configuration $2f/2f$ (grandissement de -1). Le réseau, dont le pas moyen est de $a = 1.4\mu m$, est placé sur une platine de rotation motorisée qui permet de sélectionner différentes fréquences[1].

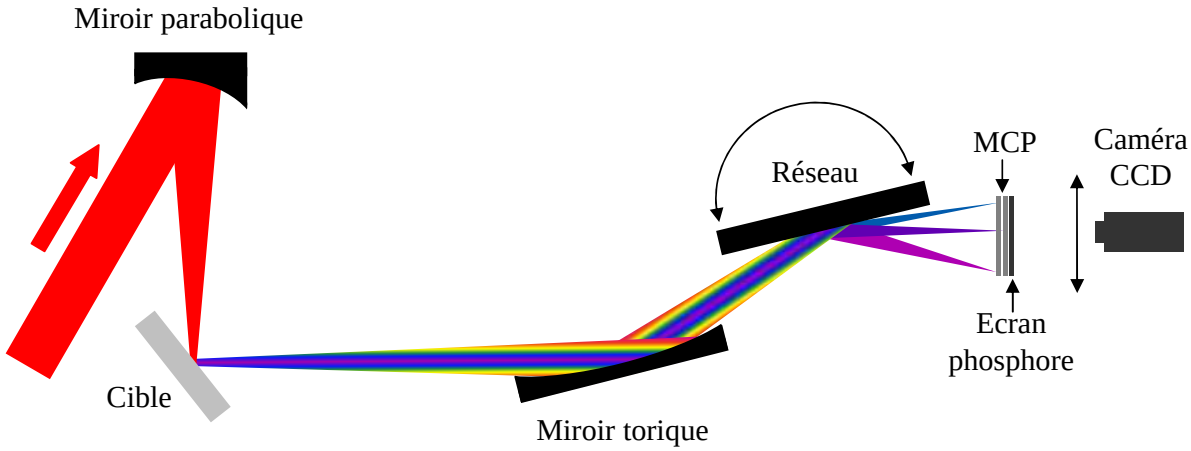


Fig. 7.1: Schéma du dispositif expérimental d'analyse spectrale.

La longueur du réseau étant de $190mm$ on éclaire au maximum $N = 133000$ traits. Par suite, l'image sur le détecteur d'un point source monochromatique de longueur

[1] D'après la formule des réseaux, $\sin\theta_r + \sin\theta_i = k\lambda/a$ où θ_r et θ_i sont les angles d'incidence et de réflexion, et où $k \in \mathbb{Z}$ est l'ordre de diffraction (dans notre configuration $k = -1$). Comme la source, le miroir et le détecteur sont fixes, $\theta_r - \theta_i = const.$ Ainsi en faisant varier θ_i, on change les longueurs d'onde envoyées sur le détecteur.

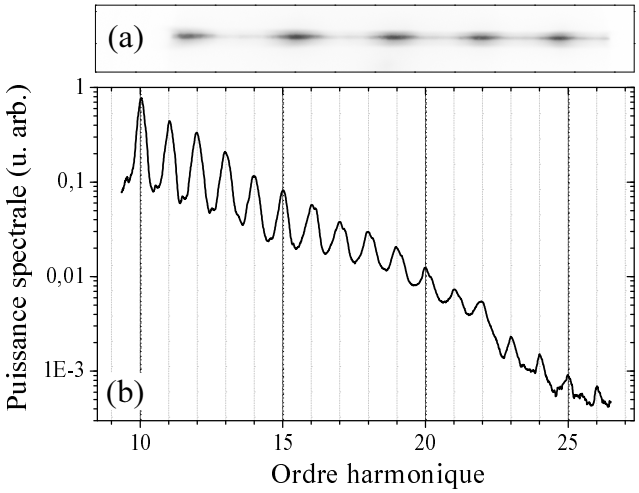


Fig. 7.2: Spectre de l'émission harmonique obtenue sur un miroir plasma d'or. (a) Spectre brut (image obtenue sur la CCD) des harmoniques 13 à 17. (b) Spectre corrigé de la transmission du spectromètre [109]. Cette courbe a été obtenue en utilisant quatre images brutes acquises pour quatre orientations différentes du réseau.

d'onde λ, est une tache de diffraction de diamètre $\lambda D/2Na \approx 2\mu m$, où $D \approx 800mm$ est la distance entre le réseau et le détecteur [108]. Ce dernier est dans notre cas une galette de microcanaux (MCP pour microchannel plate) à deux étages, couplée à un écran phosphore. Les principaux avantages des galettes de microcanaux sont leur gain élevé et leur insensibilité à l'infrarouge. La résolution spatiale de celle que nous avons utilisée est de $90 \pm 10\mu m$. L'écran phosphore est imagé par une caméra CCD (« charge coupled device ») de marque Bastler avec un grandissement de l'ordre de 6. La taille des pixels étant de $6.45\mu m$, la caméra ne dégrade pas la résolution du système complet, qui est donc limitée par celle des galettes. Finalement, on peut évaluer la résolution spectrale de ce système en différenciant la formule des réseaux, pour obtenir une relation entre les résolutions spatiale Δr et spectrale $\Delta\lambda$: $\Delta\lambda = a|\cos\theta_r|\Delta\theta_r \approx (a|\cos\theta_r|/D)\Delta r$. Ainsi, la résolution du spectromètre au centre des galettes ($\theta_r = 73.5°$), est de $\Delta\lambda = 0.05nm$.

On voit sur la figure 7.2.a, une image typique obtenue sur la CCD après un tir laser. On observe 5 pics qui correspondent aux harmoniques 13 à 17. Si l'on souhaite visualiser le spectre sur une plus grande gamme de fréquence, on doit faire tourner le réseau et acquérir plusieurs images. C'est ce que l'on a fait pour obtenir le profil tracé sur le panneau (b), où on voit cette fois les harmoniques 10 à 26 corrigées de la transmission du spectromètre. Le panneau (a) montre qu'il est possible d'étudier l'évolution de quelques harmoniques (5 dans ce cas) sans bouger le réseau. Ceci nous permettra de comparer les profils spectraux des harmoniques de fréquences supérieures ou inférieures à la fréquence plasma, en un seul tir laser. Parallèlement, le panneau (b) illustre lui l'utilisation de ce dispositif expérimental pour étudier le spectre sur un large domaine spectral.

7.2 Mesures spatiales

Le montage expérimental que nous présentons maintenant a été conçu pour étudier les propriétés spatiales des harmoniques. Son principe est schématisé sur la figure 7.3.

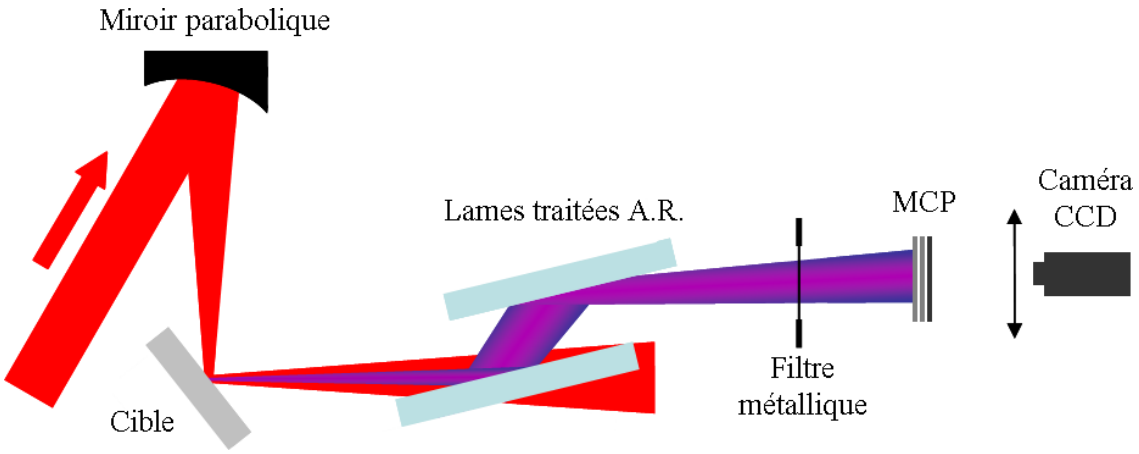


Fig. 7.3: Schéma du dispositif expérimental d'imagerie du profil harmonique.

On voit qu'il est identique au précédent jusqu'à la réflexion sur la cible et la génération des harmoniques. La partie droite du montage n'a elle non plus pas été modifiée : le détecteur est toujours une galette de microcanaux. Entre ce dernier et la cible, on a inséré à la place du spectromètre un dispositif permettant d'éliminer l'infrarouge[2]. Ce dispositif est constitué de deux lames traitées anti-reflets à $800nm$, utilisées en incidence rasante pour optimiser la réflexion des harmoniques, et d'un filtre métallique.

La première lame est placée à une douzaine de centimètre de la cible pour éviter qu'elle ne soit détériorée par l'impulsion laser. Chacune réfléchit environ 50% des harmoniques 10 à 20 et 0.5% de l'infrarouge. On réduit donc, à l'aide des deux lames, l'éclairement laser de 5 ordres de grandeurs, en atténuant les harmoniques d'un facteur 4 seulement. Ce système permet de diminuer suffisamment l'intensité du champ réfléchi pour qu'il n'endommage pas le filtre métallique.

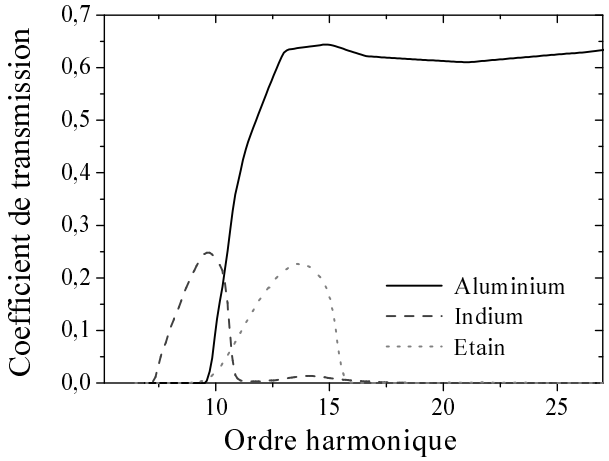


Fig. 7.4: Courbes de transmissions de 3 filtres métalliques. Ces 3 filtres sont des feuilles de $200nm$ d'aluminium, d'indium et d'étain, supposées non oxydées. Les données sont extraites de [110].

[2] Dans le cas précédent cette tâche était assurée par le réseau qui diffracte le laser dans une autre direction que les harmoniques.

Les expériences présentées dans ce manuscrit ont été réalisées en utilisant des filtres en aluminium, étain ou indium, d'épaisseurs variables. Nous avons tracé sur la figure 7.4, les courbes de transmission théoriques de ces différents matériaux pour une épaisseur de $200nm$. On voit que la feuille d'aluminium agit comme un filtre passe-haut qui transmet toutes les harmoniques au delà de l'ordre 10 alors que les filtres d'étain et d'indium se comportent eux comme des filtres passe-bande. Ces propriétés sont résumées sur le tableau 7.1 où on a également indiqué la transmission théorique des filtres à $800nm$. En utilisant ces valeurs, on peut estimer que le système complet constitué par les lames et le filtre, permet d'atténuer l'infrarouge de 12 ordres de grandeurs. C'est suffisant pour éviter tout effet non-linéaire sur les galettes qui pourrait parasiter le signal harmonique ou endommager le détecteur. Comme les galettes sont extrêmement peu sensibles à l'infrarouge, ceci nous assure que l'on image uniquement le signal XUV.

Métal	Ordre min	Ordre max	Transmission à $800nm$
Aluminium	11	50	5×10^{-8}
Indium	8	10	5×10^{-7}
Étain	10	15	5×10^{-7}

Tab. 7.1: Filtres métalliques utilisés pour sélectionner les harmoniques. Les valeurs indiquées correspondent aux ordres harmoniques minimaux et maximaux transmis par les filtres. Ces valeurs ne tiennent pas compte de l'oxydation des filtres.

Afin d'illustrer le fonctionnement de ce dispositif, nous avons représenté sur la figure 7.5 une image obtenue en un tir laser. Cette image acquise en utilisant un filtre d'étain est la superposition des profils des harmoniques 10 à 15. Elle indique que le faisceau harmonique est très bien collimaté et qu'il diverge environ 3 fois moins que le laser. Ceci montre que les harmoniques héritent de la qualité du front d'onde laser.

Nous sommes ainsi en mesure d'étudier les propriétés, spectrales (figure 7.2) et spatiales (figure 7.5), des harmoniques générées sur miroir plasma. Dans le prochain chapitre nous utiliserons ces deux montages pour mettre en évidence expérimentalement deux familles d'harmoniques. Ils seront ensuite utilisés dans la suite du manuscrit pour étudier les propriétés de phase de l'émission.

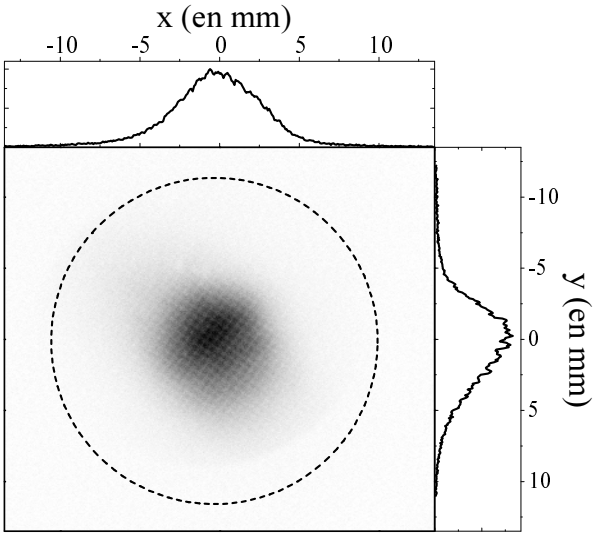


Fig. 7.5: Profil spatial de la superposition des harmoniques 10 à 15, après un filtre d'étain. Le cercle en traits pointillés permet de visualiser la divergence du faisceau du laser. Au dessus et à droite de l'image, on a tracé une coupe horizontale et une coupe verticale qui montrent que la forme du faisceau est proche d'une gaussienne. Notons que la grille du filtre est visible sur cette image.

8. IDENTIFICATION DES DEUX MÉCANISMES

L'objectif de ce chapitre est de montrer que si l'éclairement laser est suffisamment important, il est possible de générer expérimentalement deux familles d'harmoniques aux propriétés bien distinctes. Nous étudierons en particulier l'extension du spectre et la dépendance en éclairement laser et nous verrons que ces deux familles peuvent être raisonnablement associées aux deux mécanismes de génération que nous avons identifiés numériquement : l'émission cohérente de sillage et l'émission relativiste.

8.1 Fréquence de coupure

Nous commençons ce chapitre par une étude de l'extension des spectres générés. Nous avons tracé sur la figure 8.1 quatre spectres obtenus en utilisant des cibles en or, aluminium, silice ou plastique pour un éclairement de $3 \times 10^{18} W cm^{-2}$. On voit que la fréquence maximale de chaque spectre dépend de la densité du matériau choisi. Les harmoniques générées sur plastique, matériau peu dense, ne dépassent pas l'ordre 15 alors que l'on observe une trentaine d'harmoniques lorsque l'on utilise une cible en or, matériau beaucoup plus dense. Avec des densités intermédiaires, les cibles en silice et en aluminium permettent elles, de produire des harmoniques jusqu'à l'ordre $20 - 21$. On a par ailleurs observé que l'intensité des harmoniques dépend peu de la densité de la cible : elle est seulement environ 1.5 fois plus faible dans le cas des métaux que dans celui des isolants.

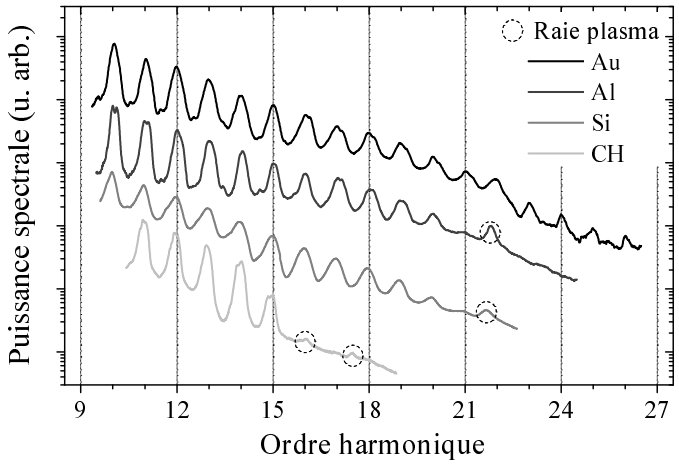


Fig. 8.1: Spectres d'harmoniques de sillage obtenus en utilisant des cibles faites de différents matériaux et un éclairement crête de $3 \times 10^{18} W cm^{-2}$. Les cercles indiquent les positions de différentes raies dues à l'émission incohérente du plasma. Afin de faciliter leur comparaison, les différents spectres ont été décalés selon l'axe des ordonnées

Matériaux	CH	SiO_2	Al	Au
n_e max. en cm^{-3}	3.8×10^{23}	6.8×10^{23}	7.8×10^{23}	4.7×10^{24}
ω_p max. en ω_{laser}	15	20	21	53
Ordre max. observé	15	$20 - 21$	$20 - 21$	> 26

Tab. 8.1: Densité maximale (matière totalement ionisée) et fréquence de coupure mesurée pour des cibles en plastique, silice, aluminium et or

Nous avons montré dans la section 1.1.3 que dans les conditions d'éclairement de cette expérience, les cibles composées d'atomes de numéro atomiques modérés tels que l'aluminium, la silice ou le plastique, sont totalement ionisées. Or pour ces trois matériaux, l'ordre harmonique maximal observé sur la figure correspond à la fréquence propre d'un plasma à la densité du solide (voir le tableau 8.1). Ce comportement est exactement celui prédit par l'émission cohérente de sillage (voir la sous-section 5.4.2). Les harmoniques de la figure 8.1 sont donc très probablement produites par ce mécanisme.

Le cas de l'or est plus complexe. En effet son numéro atomique est bien plus élevé que celui des autres éléments considérés ($Z = 79$), si bien qu'un éclairement laser de $3 \times 10^{18} W cm^{-2}$ est insuffisant pour l'ioniser complètement. Mais l'étude précédente a montré que l'on peut utiliser la fréquence de coupure mesurée, pour évaluer la densité électronique maximale du plasma. Plus précisément, l'ordre maximal relevé sur la figure 8.1 ($n \gtrsim 26$), indique que cette densité est de l'ordre $1.1 \times 10^{24} cm^{-3}$. On peut donc estimer que le degré d'ionisation de la cible en or est d'environ 25%, ce qui est parfaitement raisonnable pour un éclairement de cet ordre de grandeur [111].

Cette première expérience nous a permis d'observer des harmoniques de fréquence $n\omega_0 \leq \omega_p$ que l'on peut raisonnablement attribuer à l'émission cohérente de sillage. Mais est-il également possible de générer des harmoniques relativistes ? Ces harmoniques ne pouvant être produite que si la vitesse des électrons éjectés hors du plasma tend vers c, nous avons augmenté l'éclairement sur cible pour essayer de rentrer dans ce régime relativiste. Le résultat de cette nouvelle expérience est présenté sur la figure 8.2.a.

On observe sur ce graphique deux courbes obtenues en focalisant le laser sur une cible de plastique, pour atteindre un éclairement de $3 \times 10^{18} W cm^{-2}$, ou de $8 \times 10^{18} W cm^{-2}$. On voit que dans ce second cas, une dizaine d'harmoniques sont générées au delà de la fréquence plasma. L'apparition soudaine de ces harmoniques alors que l'on observait auparavant une coupure très nette à la fréquence plasma tend à indiquer qu'elles sont produites par le mécanisme relativiste que nous avons identifié numériquement dans le chapitre 6. Nous avons effectivement montré que ce mécanisme permet de générer des harmoniques au delà de la fréquence plasma et que le nombre d'harmoniques relativistes produites croît très rapidement avec la vitesse des électrons (voir par exemple la figure 6.2 page 85). Ainsi, en supposant que cette vitesse augmente avec I, une faible augmentation de l'éclairement peut se traduire par une forte augmentation du nombre d'harmoniques générées.

Cette interprétation est soutenue par la figure 8.2.b, sur laquelle nous avons tracé deux spectres théoriques obtenus pour les mêmes éclairements qu'en (a). Les similitudes entre les deux panneaux de la figure 8.2 sont très fortes : on observe en effet une coupure nette à la fréquence plasma pour l'éclairement le plus faible et l'apparition de

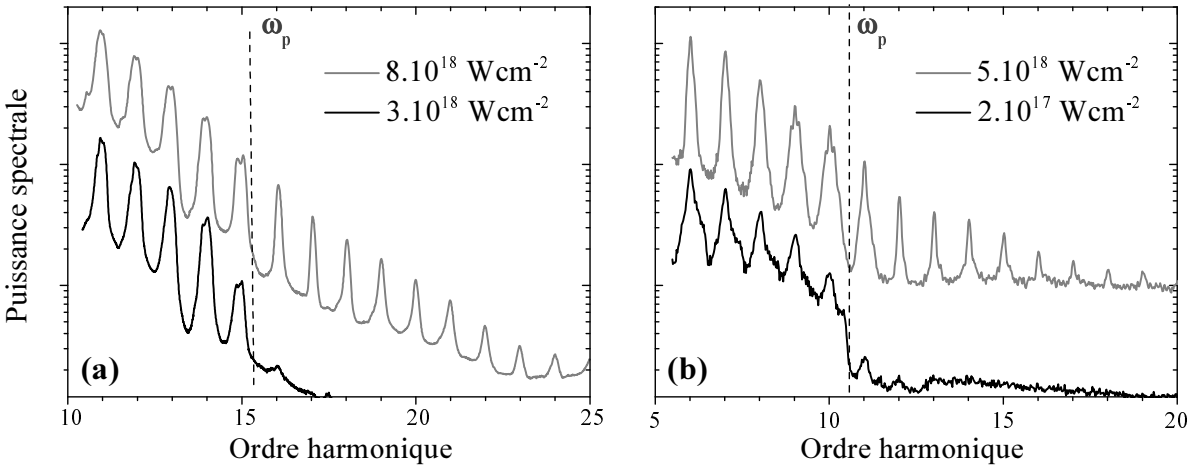


Fig. 8.2: Spectres d'harmoniques relativistes et non relativistes. (a) Courbes expérimentales obtenues avec une cible de plastique pour des éclairements de $3 \times 10^{18} Wcm^{-2}$ et $8 \times 10^{18} Wcm^{-2}$. (b) Courbes issues de simulations $2D$ CALDER effectuées pour un plasma de $110 n_c$. Ces spectres ont été intégrés angulairement.

nouvelles harmoniques au delà de cette fréquence pour l'éclairement maximal. Or en utilisant les résultats de la partie II, on vérifie facilement que les harmoniques obtenues numériquement sont produites par émission cohérente de sillage et effet Doppler relativiste. Cette simulation conforte donc notre conclusion sur l'origine des harmoniques observées expérimentalement.

Notons qu'en dessous de la fréquence plasma, l'émission relativiste et l'émission de sillage contribuent toutes les deux au signal. Le rapport d'intensité entre les harmoniques produites par ces deux mécanismes, varie avec les conditions expérimentales ou numériques, et peut être différent pour chaque ordre harmonique. Ainsi, il semble sur la figure 8.2.b, que les harmoniques les plus basses sont essentiellement dues à l'émission relativiste.

En plus de la différence d'extension de spectre que nous avons discutée dans cette section, la figure 8.2 montre que l'intensité des harmoniques relativistes augmente beaucoup plus vite avec l'éclairement laser que celles des harmoniques de sillage. Le signal relativiste qui est nul pour $I = 3 \times 10^{18} Wcm^{-2}$ devient en effet comparable à celui des harmoniques CWE pour $I = 8 \times 10^{18} Wcm^{-2}$. Ainsi, l'étude de la dépendance en éclairement peut également permettre de différencier ces deux mécanismes de génération.

8.2 Dépendance en éclairement

Dans cette deuxième section, nous nous intéressons à l'évolution du signal harmonique avec l'éclairement laser incident. Nous commençons par une étude à éclairements modérés ($I < 10^{17} Wcm^{-2}$) effectuée avec le laser LUCA. Notons tout d'abord que le fait que l'on puisse générer des harmoniques avec des éclairements aussi faibles, fût une véritable surprise. Avant cette expérience, aucune observation d'harmoniques générées sur cible solide à partir d'impulsions laser ultracourtes focalisées à moins de $10^{17} Wcm^{-2}$, n'avait en effet été publiée (voir la section 4.1).

On observe sur la figure 8.3.a, l'évolution de l'efficacité de génération des harmoniques 13 à 15, lorsque l'éclairement laser varie entre $3.6 \times 10^{15} Wcm^{-2}$ et $1.9 \times 10^{16} Wcm^{-2}$. Les courbes de tendance tracées sur ce graphique montrent que l'efficacité de génération I_{harm}/I_{laser} varie comme l'éclairement à la puissance ≈ 0.42 et ce quasiment indépendamment de l'ordre harmonique[1]. Ainsi, l'intensité des harmoniques dépend quasiment linéairement de l'éclairement laser, exactement comme le prévoit le modèle de l'émission cohérente de sillage (voir sous-section 5.4.1). Cette observation renforce donc notre conclusion sur l'origine des harmoniques à éclairement modéré.

Afin de l'étayer encore, nous avons utilisé une lame demi-onde pour obtenir un faisceau laser polarisé s. Dans cette configuration, on observe comme attendu, la disparition complète du signal harmonique. Nous avons également vérifié en faisant tourner la polarisation, que le signal ne dépend que de la composante p du laser. Ainsi, diminuer l'amplitude de cette composante en changeant la polarisation, a le même effet qu'une réduction de l'énergie par impulsion. Fort de cette constatation nous nous contenterons pour faire varier l'éclairement du laser UHI10 de faire tourner la direction de polarisation du laser.

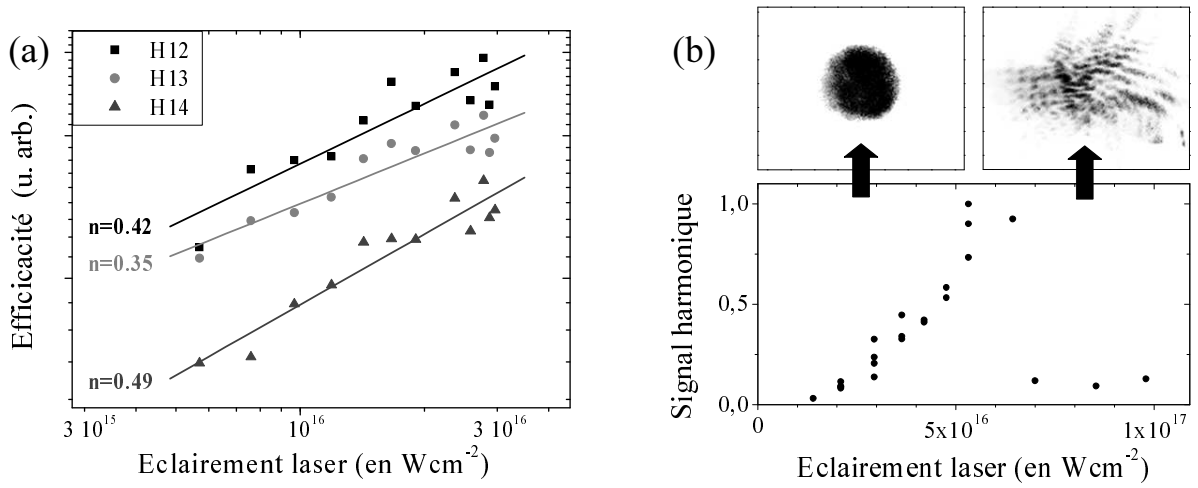


Fig. 8.3: Dépendance en éclairement de l'efficacité de génération des harmoniques de sillage produites par le laser LUCA. (a) Variation de l'efficacité de génération des harmoniques 13 à 15 avec l'éclairement laser. La double échelle logarithmique de ce graphique permet de déterminer l'exposant de la loi de puissance qui reproduit au mieux les variations du signal. Les exposants obtenus pour les trois ordres harmoniques sont inscrit à gauche des courbes. L'incertitude sur ces valeurs est de ± 0.06. (b) Variation avec l'éclairement laser du signal associé à l'harmonique 13. Les deux images au dessus de la courbe sont des profils du faisceau laser réfléchi détecté à $26cm$ de la cible, pour un éclairement modéré (à gauche), ou plus élevé (à droite). Tous les résultats présentés sur ces deux panneaux ont été obtenus avec une cible de silice.

Nous avons montré dans la section précédente que pour observer des harmoniques relativistes, il faut utiliser des éclairements bien plus élevés. Le panneau (b) montre que c'est tout à fait impossible avec le laser LUCA. On voit en effet que le signal harmonique disparaît brutalement pour $I > 6 \times 10^{16} Wcm^{-2}$. Au delà de ce seuil, on observe également

[1] Les variations avec l'ordre harmonique proviennent très probablement du manque de dynamique et de l'imprécision de la mesure.

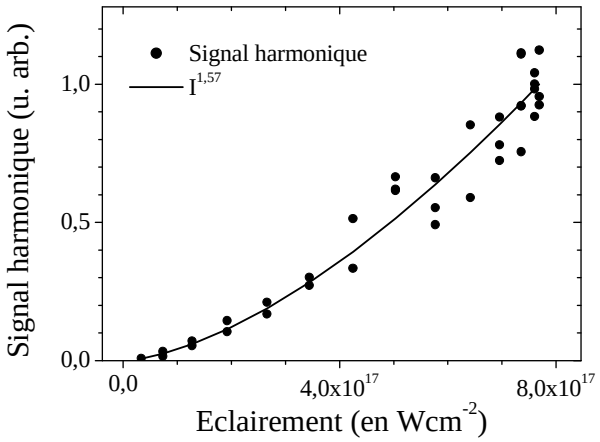


Fig. 8.4: Dépendance en éclairement du signal harmonique intégré spatialement en régime non relativiste ($3 \times 10^{16} Wcm^{-2} < I < 8 \times 10^{17} Wcm^{-2}$). Le coefficient de corrélation de la courbe de tendance est de 0.99. Cette courbe a été obtenue en faisant varier la polarisation du laser et en intégrant le profil spatial des harmoniques transmises par un filtre d'étain (harmoniques 10 à 15).

que le profil du faisceau laser réfléchi est fortement distordu (voir les panneaux supérieurs de la figure 8.3) : le plasma ne se comporte plus comme un miroir plan pour le laser. Ceci s'explique par le niveau insuffisant du contraste temporel du laser LUCA (voir la sous-section 3.1.1), qui fait qu'au delà d'un certain éclairement, l'impulsion n'interagit plus avec un miroir plasma, mais avec un plasma détendu. Finalement, la corrélation entre la disparition du signal harmonique et la distortion du faisceau laser réfléchi, montre que l'émission cohérente de sillage, n'est possible, où suffisamment efficace pour pouvoir être observée, que lorsque le laser se réfléchit sur un miroir plasma.

Pour atteindre des éclairements plus élevés, nous devons donc utiliser le laser UHI10 qui dispose d'un système permettant d'améliorer le contraste temporel (voir la sous-section 3.1.2). Dans un premier temps, nous nous restreignons à des éclairements non relativistes pour vérifier que l'on obtient des résultats comparables avec les deux lasers. La figure 8.4 permet d'observer les variations avec l'éclairement incident du signal intégré sur les harmoniques 10 à 15. Elle montre que cette évolution est très bien reproduite par la fonction $I^{1.57}$, ce qui confirme que le mécanisme d'émission est faiblement non-linéaire (efficacité en $I^{0.57}$)[2].

Nous augmentons maintenant l'éclairement laser pour générer des harmoniques relativistes. Nous avons tracé sur la figure 8.5, une carte de contour permettant d'observer la variation du spectre harmonique avec l'éclairement incident. La cible utilisée étant en plastique, on sait grâce à la figure 8.2, que les harmoniques de fréquence inférieure à $15\omega_0$ sont essentiellement produites par émission cohérente de sillage et que celles au delà de cette fréquence sont générées par le mécanisme relativiste. On voit que ces deux familles d'harmoniques se comportent très différemment lorsque l'on réduit l'éclairement. On observe en en effet que le signal harmonique en dessous de l'ordre 15 varie très peu avec I, alors que les harmoniques au delà de l'ordre 15 disparaissent dès que l'on réduit

[2] L'écart entre les exposants déterminés avec les lasers LUCA et UHI10 peut s'expliquer par les différences de conditions plasmas (en particulier de forme et d'extension du gradient) et de gammes d'éclairements.

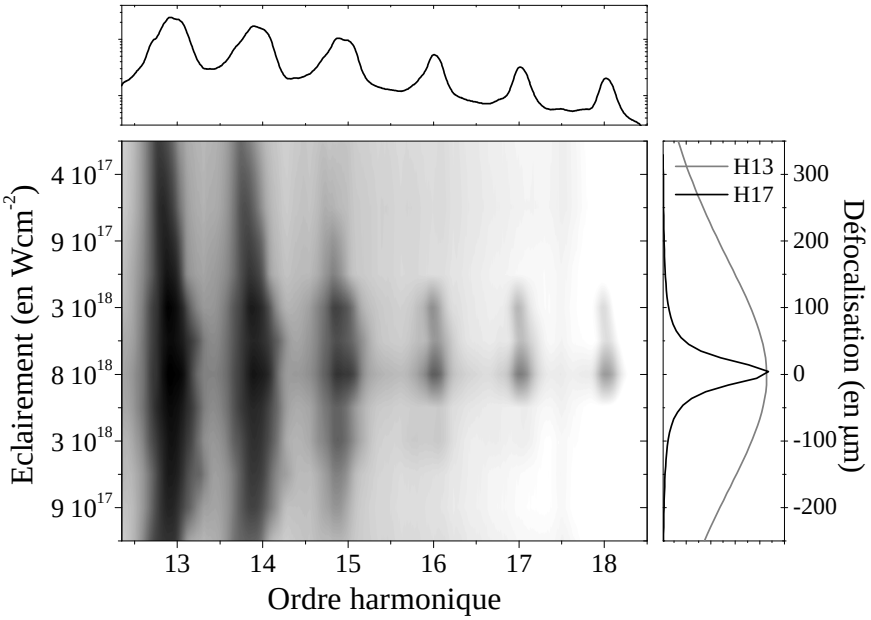


Fig. 8.5: Dépendance en éclairement du spectre harmonique généré sur une cible de plastique, en régimes relativiste et non relativiste. La carte de contours du panneau central montre la variation avec l'éclairement I de l'intensité des harmoniques 13 à 17 en échelle logarithmique. Elle a été construite à partir de spectres moyennés sur 5 tirs pour 10 éclairements différents. Ces différents éclairements ont été obtenus en faisant varier la distance entre la surface de la cible et le miroir parabolique (voir l'échelle de droite). Sur le panneau supérieur, on observe le spectre harmonique obtenu pour l'éclairement maximal ($I = 8 \times 10^{18} Wcm^{-2}$). À droite, on a tracé deux courbes de tendance qui illustrent les comportements différents avec I, des harmoniques de fréquences inférieures ou supérieures à la pulsation plasma.

l'éclairement. Ainsi les harmoniques élevées ont un comportement fortement non-linéaire près du seuil relativiste, ce qui est caractéristique des harmoniques produites par effet Doppler (voir la sous-section 6.3.1).

En résumé, nous avons prouvé dans ce chapitre qu'il est possible de produire expérimentalement des harmoniques de sillage et des harmoniques relativistes. Nous avons également montré que l'on peut facilement différencier ces deux familles d'harmoniques en étudiant leur dépendance en éclairement laser ainsi que leur extension de spectre. Mais nous n'avons pas encore pleinement tiré partie des résultats présentés. On remarque en effet sur les figures 8.2 et 8.5 qu'une troisième caractéristique permet de distinguer les deux types d'harmoniques : les harmoniques de sillage ont des largeurs spectrales bien plus importantes que les harmoniques relativistes. Ceci peut sembler surprenant, car en raison des dépendances en éclairement laser de ces deux mécanismes, on s'attend à ce que l'émission relativiste dure moins longtemps que l'émission de sillage. Or en l'absence d'une phase harmonique de dérivée seconde non nulle, la largeur spectrale d'une harmonique individuelle est inversement proportionnelle à la durée de l'émission (voir la section 2.1). On s'attendrait donc à observer des largeurs spectrales plus importantes dans le cas des harmoniques relativistes. Cette contradiction apparente sera levée dans le chapitre suivant, où nous montrerons que la largeur spectrale des harmoniques de

sillage est essentiellement déterminée par les variations de leur phase avec l'éclairement laser.

9. PHASE DES HARMONIQUES

Nous avons montré dans la section 2.1, que si la dérivée seconde de la phase temporelle des harmoniques est nulle, la largeur spectrale d'une harmonique est inversement proportionnelle à la durée de l'émission. Nous avons ensuite expliqué dans la section 2.3, que lorsque cette propriété n'est pas vérifiée, c'est-à-dire lorsque les harmoniques individuelles présentent une dérive de fréquence, le profil spectral des harmoniques n'est plus relié de façon simple à l'enveloppe du train d'impulsions attosecondes. Il est alors indispensable d'étudier soigneusement la phase des harmoniques pour obtenir des informations sur l'évolution dans le temps du champ généré.

Dans ce chapitre, nous allons montrer à travers des résultats expérimentaux et numériques, que les harmoniques générées sur miroir plasma sont émises avec une phase non triviale, qui influe sur la largeur spectrale des harmoniques et sur la divergence du faisceau. Nous analyserons ensuite l'origine de cette phase. Enfin, nous montrerons comment l'on peut, en tirant partie de la cohérence du processus de génération, mesurer cette phase et ainsi obtenir des informations sur le train d'impulsions attosecondes.

9.1 Mise en évidence de la phase

9.1.1 Phase spectrale

Durant l'interaction entre le laser et le miroir plasma, deux paramètres principaux évoluent et peuvent influencer la phase des harmoniques : l'amplitude du champ laser et la forme du gradient de densité. Pour tenter de découpler l'influence de ces deux grandeurs, nous avons tout d'abord mené une étude numérique avec des ions fixes, étude qui nous a permis d'analyser l'effet de l'enveloppe laser. Puis nous avons effectué des simulations avec des ions mobiles afin de mettre en évidence l'influence de l'expansion du plasma.

Simulations avec ions fixes

On débute cette étude en considérant sur la figure 9.1.a, l'évolution avec l'ordre harmonique n, de la dérivée seconde de la phase harmonique $\alpha(n) = d^2\Phi_n(t)/dt^2$, dans un régime où l'émission cohérente de sillage domine. Cette courbe prouve l'existence d'une phase de dérivée seconde non nulle, dont l'amplitude varie linéairement avec l'ordre harmonique : $\alpha_{CWE}(n) \approx -9n \times 10^{-3}T^{-2}$. Ainsi, la fréquence instantanée de chaque harmonique $d\Phi_n/dt = n[\omega_0 + \alpha(t - t_0)]$ évolue dans le temps. D'après la section 2.3, cette dérive de fréquence proportionnelle à n, se traduit dans le domaine temporel par un espacement variable entre les impulsions attosecondes. Comme le signe de α est négatif (« chirp négatif »), la fréquence instantanée diminue dans le temps et donc le délai entre deux impulsions successives augmente avec t. C'est exactement ce que l'on

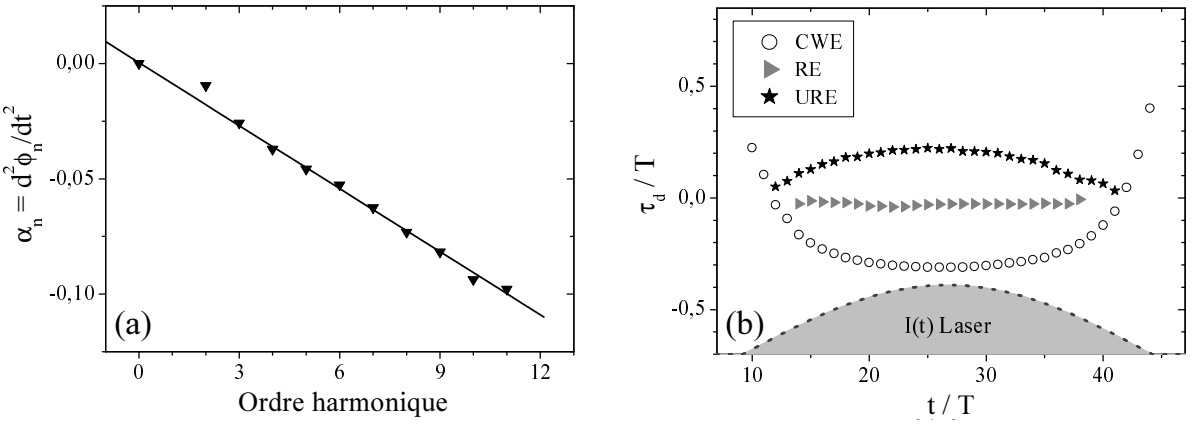


Fig. 9.1: Mise en évidence numérique de la dérive de fréquence des harmoniques individuelles, dans le cas où les ions sont immobiles. (a) Évolution du paramètre $\alpha_n = d^2\Phi_n/dt$ avec l'ordre harmonique n. (b) Variations de $\tau_d(k) = t_d(k) - (t_0 + k)$, dans le cas de l'émission cohérente de sillage (CWE), dans celui de l'émission relativiste (RE) et dans celui de l'émission ultra-relativiste $I \gg 10^{18} Wcm^{-2}$ (URE). La valeur de t_0 est arbitraire et change d'une simulation à l'autre, on ne peut donc comparer que les variations de τ_d.

observe sur le panneau (b) de la figure 9.1, où l'on peut suivre l'évolution dans le temps, du délai entre les maxima des impulsions attosecondes et une phase donnée du laser : $\tau_d(k) = t_d(k) - (t_0 + k)$, où k est le numéro du cycle optique laser, $t_d(k)$ le temps où le maximum de l'impulsion générée lors de ce cycle arrive sur la sonde (temps de détection) et t_0 une constante. On voit en effet sur cette figure que $d^2(\tau_d(t))/dt^2 > 0$, ce qui signifie que l'espacement entre deux impulsions successives $T_k = \tau_d(k+1) - \tau_d(k)$ augmente tout au long de la simulation (T_k passe de 0.85 pour $t = 10T$ à 1.2 pour $t = 43T$).

Deux autres courbes ont été tracées sur la figure 9.1.b. Celle associée aux triangles gris montre l'évolution de $\tau_d(t)$ en régime relativiste ($I \gtrsim 10^{18} Wcm^{-2}$), alors que celle correspondant aux étoiles noires a été obtenue en régime ultra-relativiste ($I \gg 10^{18} Wcm^{-2}$). On voit qu'en régime relativiste, $\tau_d(t)$ est sensiblement constant. Nous avons vérifié par ailleurs que la phase absolue et la dérive de fréquence des impulsions attosecondes ne varient pas d'une impulsion à l'autre. Ceci signifie que $\alpha_{RE}(n) = 0\ \forall n$, où en d'autre termes que la fréquence instantanée des harmoniques est constante. La situation est différente dans le régime ultra-relativiste, où on observe à nouveau une variation dans le temps de τ_d. On remarque que cette fois le signe de $d^2(\tau_d(t))/dt^2$ est positif ce qui signifie que le délai entre deux impulsions attosecondes diminue dans le temps (il passe de 1.03 à 0.97), où de façon équivalente, que la fréquence harmonique instantanée augmente durant la simulation. En utilisant la courbe tracée sur la figure 9.1.b, on peut évaluer que $\alpha_{URE}(n) \approx 2n \times 10^{-3} T^{-2}$.

Ainsi, l'enveloppe de l'impulsion laser induit une dérive de fréquence, négative dans le régime de l'émission cohérente de sillage et positive en régime ultra-relativiste. Voyons maintenant ce qu'il advient lorsque les ions sont mobiles.

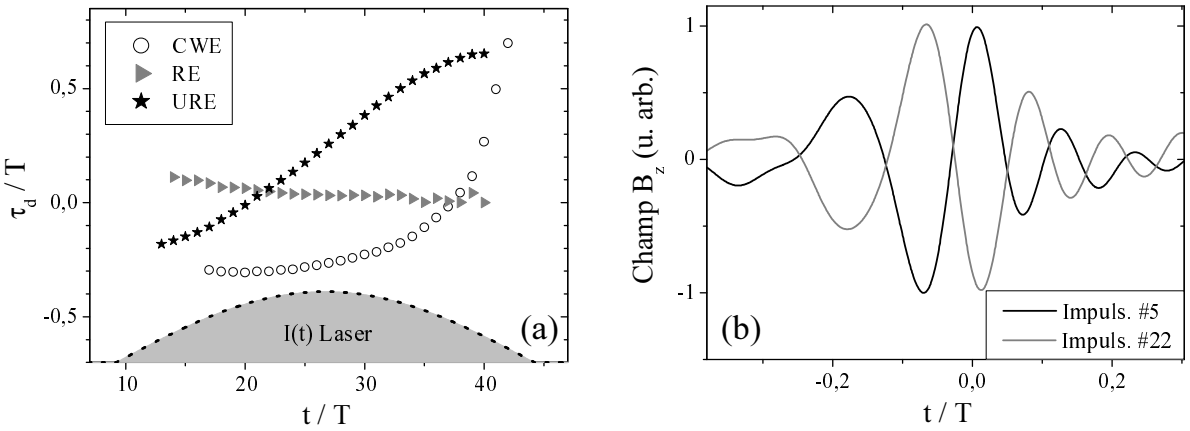


Fig. 9.2: Mise en évidence numérique de la dérive de fréquence des harmoniques individuelles, dans le cas où les ions sont mobiles. (a) Variations de l'instant détection d'une impulsion attoseconde τ_d, dans le cas de l'émission cohérente de sillage (CWE), dans celui de l'émission relativiste (RE) et dans celui de l'émission ultra-relativiste $I \ggg 10^{18} W cm^{-2}$ (URE). (b) Champs $B_z(t)$ associés aux impulsions attosecondes 5 et 22 générées par émission cohérente de sillage.

Simulations avec ions mobiles

Pour mener cette étude, on s'appuie à nouveau sur des courbes de délai $\tau_d(t)$ (voir la figure 9.2.a). Dans le régime de l'émission cohérente de sillage, l'évolution de τ_d est sensiblement différente de celle observée précédemment. L'émission ne commence qu'en $t = 17T$ et on n'observe plus qu'une « demi parabole ». Ceci s'explique par l'absence de gradient de densité au début de la simulation : nous savons en effet qu'un gradient non nul est indispensable pour générer des harmoniques de sillage. En dehors de cette différence, la forte ressemblance entre la seconde partie des deux courbes laisse supposer que l'évolution du gradient influe peu sur la phase des harmoniques. Cette observation est confirmée par des simulations complémentaires, effectuées avec des ions mobiles, qui montrent que τ_d ne varie quasiment pas lorsque l'éclairement laser est constant. Notons que le délai cumulé augmente tout de même d'environ 14%, entre les figures 9.2.a et 9.1.

Si le fait d'utiliser des ions mobiles semble avoir relativement peu d'influence sur les variations de τ_d (pour $t > 17T$), cela pourrait avoir un effet non négligeable sur le champ attoseconde (voir la section 2.3). Afin de tester ce point, nous avons tracé en (b) les champs associés à la cinquième et à la vingt-deuxième impulsion attoseconde du train. On voit qu'en dehors d'un déphasage de l'ordre de $\pi + 2m\pi$, les deux impulsions sont identiques. En suivant l'évolution de ce déphasage dans le temps, on détermine que $m = 0$. On peut alors évaluer la dérive de fréquence liée à cet effet seul : $\alpha_{CEP} \approx 2 \times \pi/(22^2 - 5^2)T^{-2} \approx 1.4 \times 10^{-2} T^{-2}$ $\forall n$. Cette valeur est bien plus faible que celle mesurée pour l'harmonique 10 sur la figure 9.1 ($\alpha_{CWE}(10) \approx -0.1T^{-2}$), on peut donc considérer en première approximation que $\alpha(n)$ est proportionnel à n et que la dérive de fréquence est principalement due aux variations de τ_d. Comme nous avons montré que ces variations proviennent essentiellement de l'évolution temporelle de l'amplitude du champ laser, on peut conclure que dans le cas de l'émission cohérente de sillage, la dynamique ionique a une influence relativement faible sur la phase des harmoniques.

En ce qui concerne les harmoniques relativistes, la figure 9.2.a montre que les va-

riations de τ_d restent faibles si $I \gtrsim 10^{18} W cm^{-2}$. Comme par ailleurs toutes impulsions attosecondes générées sont identiques à leur amplitude près, on peut considérer que dans ce cas, les harmoniques ne présentent quasiment pas de dérive de fréquence : $\alpha_{RE}(n) \approx 0 \ \forall n$. La situation est à nouveau bien différente en régime ultra-relativiste. On observe en effet que τ_d croit continûment pour atteindre un décalage total de l'ordre d'une période laser. On remarque aussi que les premières impulsions attosecondes sont produites très tôt dans la simulation : le mécanisme relativiste ne nécessite pas, contrairement à l'émission cohérente de sillage, la présence d'un gradient de densité (voir section 6.3.2). Mais dans ce régime, la forme de la fonction $\tau_d(t)$ s'éloigne fortement de celle d'une parabole, la dérive de fréquence n'est donc plus linéaire. Plus précisément, si t_m est l'instant où l'éclairement laser est maximal, la phase temporelle des harmoniques peut se mettre sous la forme :

$$\phi_n(t) = n(a\omega_0 t + b(t - t_m)^3), \tag{9.1}$$

avec dans le cas de la figure 9.2.a, $a \approx 0.96$ et $b \approx -4 \times 10^{-4} T^{-3}$. Ainsi, les harmoniques générées sont décalées en fréquence vers le rouge ($\omega_n \approx 0.96 n\omega_0$), et présentent une phase du troisième ordre ($\alpha(n) = 6nb(t - t_m) \approx -2n \times 10^{-3}(t - t_m)T^{-3}$). Nous montrerons dans la sous-section 9.2.2 que ces deux effets sont dus aux mouvements de la surface du plasma à l'échelle de l'impulsion laser. Nous verrons en particulier, que le terme de phase linéaire provient simplement du décalage Doppler associé à la vitesse moyenne de la surface. Notons que la fréquence instantanée varie d'environ 5% durant la simulation, contre 10% dans le cas de l'émission de sillage. Sans rentrer plus loin dans les détails, on retiendra que là encore, seule la période entre les impulsions attosecondes varie dans le temps : $\alpha(n) \propto n$.

En résumé, cette étude théorique a montré que les harmoniques de sillage et les harmoniques ultra-relativistes sont générées avec un paramètre $\alpha(n)$ non nul qui provient essentiellement d'un espacement variable entre les impulsions attosecondes. Dans le domaine spectral, cette dérive de fréquence induit un élargissement des harmoniques individuelles (voir section 2.3). L'influence de la phase harmonique peut donc facilement s'étudier expérimentalement en utilisant le spectromètre XUV décrit dans la section 7.1.

Résultats expérimentaux

Dans cette sous-partie, nous présentons des résultats expérimentaux illustrant l'effet de la dérive de fréquence femtoseconde sur la largeur spectrale des harmoniques. Pour commencer cette analyse, revenons brièvement sur les figures 8.2.a et 8.5. Dans la section 8 nous avons remarqué en observant ces figures que les harmoniques de sillage et les harmoniques relativistes ont des largeurs spectrales bien différentes. A titre d'exemple, l'harmonique de sillage $H14$ sur la figure 8.2 est 2.2 fois plus large que la relativiste $H17$. Nous sommes désormais en mesure d'expliquer ces observations. L'étude numérique précédente a en effet montré que pour des éclairements « modérément » relativistes, les harmoniques au delà de ω_p ne présentent pas de dérive de fréquence. On s'attend donc à ce qu'elles soient plus fines spectralement que celles produites par émission cohérente de sillage.

Étudions maintenant plus en détail l'influence de la dérive de fréquence sur la largeur des harmoniques de sillage, en faisant varier $\alpha(n) = n\alpha$. Remarquons tout d'abord que la phase harmonique peut se décomposer en $\Phi_n = n(\Phi_L + \Phi)$ où Φ_L est la phase

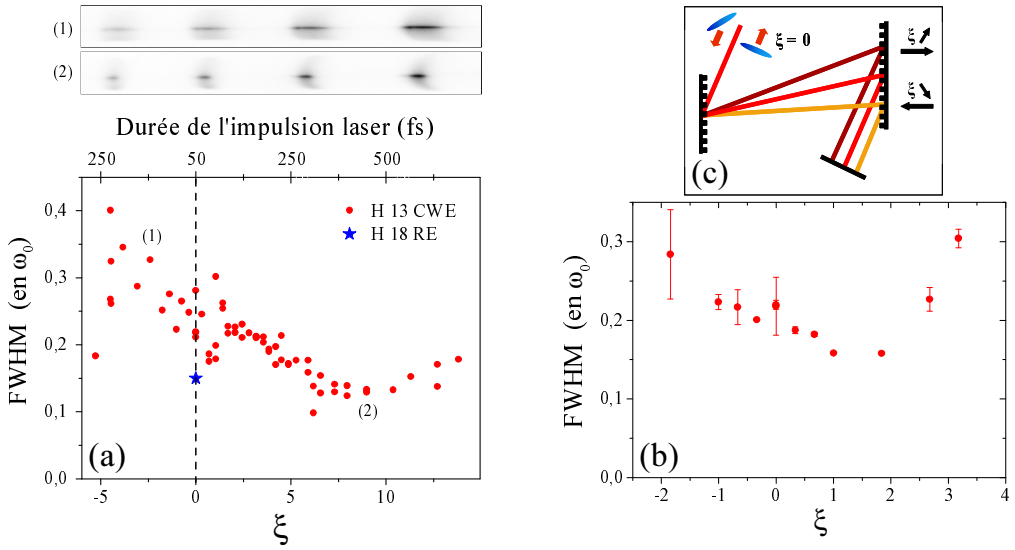


Fig. 9.3: Mise en évidence expérimentale de la phase spectrale des harmoniques de sillage. (a) Expérience sur le laser UHI. Les cercles pleins permettent d'observer l'évolution de la largeur spectrale à mi-hauteur de l'harmonique 13, en fonction du paramètre ξ pour $I_{max} = 10^{17} W cm^{-2}$. La dérive de fréquence laser introduite se traduit par un allongement de la durée de l'impulsion (voir l'axe supérieur). Les deux images au dessus de la figure correspondent aux spectres bruts obtenus pour $\xi = -2.4$ et $\xi = 9$. Enfin, l'étoile permet de comparer la largeur de l'harmonique 13 avec celle de l'harmonique 18 obtenue sur une cible de plastique pour $I_{max} = 9 \times 10^{18} W cm^{-2}$ (harmonique relativiste). (b) Même expérience qu'en (a) pour l'harmonique 13 et un éclairement crête de $2 \times 10^{16} W cm^{-2}$ obtenu avec le laser LUCA. (c) Schéma illustrant la variation du paramètre ξ dans un compresseur optique à réseaux de diffraction.

laser. Jusqu'à présent nous avons considéré que $\Phi_L = 0$, soit $\Phi_n = n\Phi$, mais cette formule montre que la phase laser peut être astucieusement utilisée pour compenser la dérive de fréquence harmonique si $\alpha_L(t) = d^2\Phi_L/dt^2 = -\alpha(t)$. En pratique, il suffit pour obtenir une dérive de fréquence laser α_L constante, de translater un des réseaux du compresseur laser pour sous-compenser ou sur-compenser la dérive de fréquence introduite en début de chaîne par l'étireur et ainsi induire une dérive de fréquence positive ou négative sur l'impulsion (voir la figure 9.3.c). Cette méthode a néanmoins un inconvénient, elle fait varier la durée de l'impulsion en même temps que sa phase. Une translation du réseau induit en effet une dispersion, c'est-à-dire une phase spectrale quadratique qui se traduit dans le domaine temporel par un allongement de l'impulsion (voir la section 2.1). Ainsi, la durée d'une impulsion gaussienne présentant une dérive de fréquence est $\tau = \tau_0\sqrt{1+\xi^2}$, où τ_0 est la durée de l'impulsion sans dérive de fréquence et $\xi = (2/\tau_0^2)d^2\phi_L(\omega)/d\omega^2$ avec ϕ_L la phase spectrale du laser. Notons que dans ce cas, on a $\alpha_L = \xi/2\tau^2 \propto \xi/(1+\xi^2)$.

La figure 9.3.a-b présente les résultats de deux expériences durant lesquelles nous avons fait varier ξ en suivant cette méthode. On voit que la largeur $\Delta\omega_{13}$ de l'harmonique 13 diminue pour $\xi > 0$ et augmente pour $\xi < 0$. Ainsi $\alpha(n,t)$ est réduit lorsque l'on introduit une dérive de fréquence positive sur le laser. Cette observation est en accord avec notre étude numérique, puisque dans le cas des harmoniques de sillages on s'attend à avoir $\alpha < 0$. On remarque également que la largeur des harmoniques relativistes est

du même ordre que la largeur minimale observée dans le cas des harmoniques de sillage.

D'après les équations rappelées plus haut, $\alpha_L(\xi)$ est maximal pour $\xi = 1$. Si c'est approximativement la valeur de ξ pour laquelle $\Delta\omega_{13}$ est minimal en (b), c'est loin d'être la cas en (a) où $\Delta\omega_{13}$ est minimale pour $\xi \approx 9$. Ce phénomène surprenant peut s'expliquer par les variations de $\alpha(n)$ avec τ. En effet, si comme le laisse supposer la figure 9.1, Φ_n est une fonction de $I(t)$, on s'attend à réduire $\alpha(n) = d^2\Phi_n/dt^2 \approx \Delta\Phi_n/\tau^2$ lorsque l'on étire l'impulsion laser. Par suite, $\alpha(n,t) = n(\alpha_L(t)+\alpha(t))$ peut être minimal pour $\xi > 1$, si α décroît plus vite que α_L avec ξ. Néanmoins, et même si les deux courbes ont été obtenues dans des conditions significativement différentes, l'ampleur de l'écart entre les valeurs optimales de ξ obtenues en (a) et (b) reste étonnant et il serait souhaitable de reproduire cette expérience pour clarifier cette étude. Notons qu'en raison des variations de $\alpha(n)$ avec ξ, cette méthode ne peut être utilisée pour mesurer la dérive de fréquence harmonique que si l'on est capable de relier précisément $\alpha(n)$ aux différents paramètres qui évoluent durant l'interaction, en particulier I et L. On peut néanmoins donner une estimation grossière de α en supposant que l'émission dure τ_0 et en mesurant pour $\xi = 0$ la largeur de l'harmonique 13 sur la figure 9.3.a : $\alpha_{13} \approx \Delta\omega_{13}/\tau_0 \approx -9 \times 10^{-3} PHz fs^{-1}$ soit $\alpha \approx -7 \times 10^{-4} PHz fs^{-1} \approx -5 \times 10^{-3} T^{-2}$, ce qui est de l'ordre de grandeur de la valeur obtenue par simulation numérique ($\alpha = -9 \times 10^{-3} T^{-2}$).

Nous avons expliqué dans cette sous-section, comment l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser induit une dérive de fréquence harmonique, qui se traduit dans le domaine spectral par un élargissement des raies harmoniques. Un phénomène analogue se produit dans le domaine spatial, en raison des variations de l'amplitude du champ laser dans le plan focal.

9.1.2 Phase spatiale

Soit $E_L(r)$ la fonction décrivant, en géométrie cylindrique, le champ laser dans le plan de la source harmonique. Si le front d'onde laser est parfaitement plan, c'est-à-dire sans aberration, la phase $\psi_L(r)$ de $E_L(r)$ est constante au niveau de au foyer du faisceau laser. La phase harmonique $\psi_n(r)$ dépend elle, d'après l'étude précédente, de l'amplitude du champ laser $A_L(r) = |E_L(r)|$. Elle peut en première approximation se décomposer sous la forme : $\psi_n(r) = n\,[\psi_L(r) + \psi(A_L(r))]$. Ainsi, en dehors du cas faiblement relativiste où $d^2\psi(r)/dr^2 \approx 0$, le front d'onde harmonique est généralement courbé et potentiellement aberrant.

Simulation numérique

Ce phénomène est illustré par la figure 9.4 qui est issue d'une simulation particulaire $2D$, où des harmoniques sont générées par un faisceau laser focalisé sur une tache de diamètre à mi-hauteur $\approx 5\lambda_L$.

En (a), on observe au voisinage de la cible, les fronts d'intensité du champ B_z filtré entre les harmoniques 6 à 15. En dehors du premier et du dernier cycle, on distingue deux impulsions par période laser : une émise par émission cohérente de sillage (CWE), l'autre par le mécanisme relativiste (RE) (voir les flèches sur la figure). On remarque que les fronts associés aux harmoniques de sillage sont courbés et plus étendus spatialement que ceux correspondants aux impulsions attosecondes relativistes. La différence de

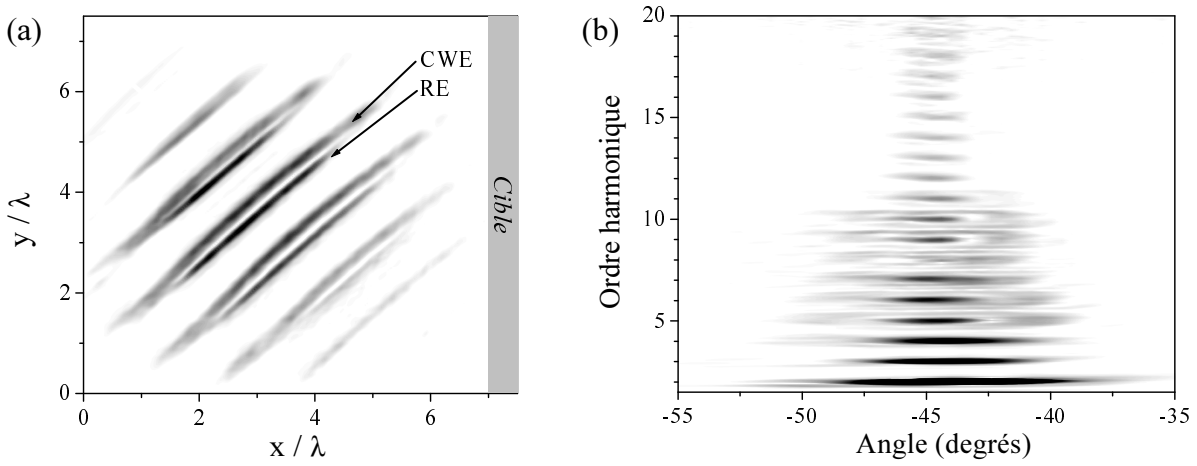


Fig. 9.4: Manifestation dans le domaine spatial de la phase harmonique. (a) Enveloppe du champ $B_z(x, y)$ intégré sur les harmoniques 6 à 15. On observe les fronts d'intensité de l'ensemble des impulsions attosecondes générées durant la simulation. (b) Spectre harmonique produit en fonction de l'angle d'émission. Ce spectre a été corrigé par une fonction $T(\omega)$ pour que l'on puisse évaluer simultanément l'ouverture angulaire de l'ensemble des harmoniques. Un angle de $-45°$correspond à la direction spéculaire et l'ouverture angulaire du laser est de $\pm 7.3°$.

largeur provient des dépendances en éclairements des deux mécanismes. L'efficacité de génération des harmoniques de sillage dépend peu de l'amplitude du champ laser $A_L(r)$, elle décroît donc lentement quand on s'éloigne du centre de la tache. A l'opposé, l'efficacité de génération des harmoniques relativistes diminue très rapidement avec $A_L(r)$ près du seuil relativiste, ces harmoniques ne sont donc générée que dans la zone où le champ laser est maximal. La courbure des fronts d'intensité des impulsions produites par CWE provient elle des variations de $\psi(A_L)$ avec r. D'après la partie précédente la phase décroît quand A_L augmente, on s'attend donc à obtenir une phase ψ minimale au centre de la tache focale ($r = 0$). C'est précisément ce que l'on observe sur la figure 9.4 où les impulsions attosecondes générées au centre de la tache sont en avance sur celles générées à son bord : le faisceau harmonique présente un « chirp spatial » négatif : $d^2\psi/dr^2 < 0$.

Poursuivons l'analyse des résultats de cette simulation en considérant le deuxième panneau de la figure 9.4 sur lequel nous avons tracé le spectre généré en fonction de l'angle d'émission[1]. On observe très clairement sur ce graphique deux familles d'harmoniques aux propriétés bien distinctes. Les harmoniques de fréquence supérieure à la pulsation plasma ($\omega_p = 10.5\omega_0$) sont des harmoniques relativistes. Elles sont fines spectralement et divergent peu. Les fréquences basses ($\omega < \omega_p$) sont le résultat d'interférences entres des harmoniques relativistes et des harmoniques de sillage. On remarque que ces dernières sont beaucoup plus larges spectralement et qu'elles sont émises dans un cône beaucoup plus ouvert que les harmoniques relativistes. Ainsi, les harmoniques relativistes sont en principe beaucoup mieux collimatées que les harmoniques de sillage et donc potentiellement plus facilement exploitables pour des expériences d'applications.

[1] Nous avons effectué une transformation de Fourier $2D$ du champ $B_z(x, y)$, pour obtenir une matrice décrivant la fonction $\widetilde{B}_z(k_x, k_y)$. Puis nous avons interpolé cette matrice sur une grille en coordonnée polaire pour obtenir le champ $\widetilde{B}_z(k, \theta)$.

Nous avons expliqué précédemment que la largeur spectrale des harmoniques de sillage provient de la dépendance en éclairement de la phase harmonique, leur divergence élevée a la même origine. Le champ loin de la source est en effet proportionnel à la transformée de Fourier de $E_n(r) = A_n(r)e^{i\psi_n(r)}$: la courbure du front d'onde au niveau du foyer se traduit donc par une augmentation de la divergence du faisceau harmonique, exactement comme une phase temporelle $\Phi_n(t)$ non triviale induit un élargissement des raies dans le domaine spectral.

Résultats expérimentaux

Les propriétés spatiales des harmoniques de sillage mises en évidence sur la figure 9.4.b, s'observent également expérimentalement. Ainsi, le diamètre du faisceau représenté sur la figure 7.5 serait beaucoup plus faible si la source avait un front d'onde plan. En effet, si on suppose que $A_n(r) \propto A_L(r) = A_0 e^{-(r/w_0)^2}$, le rayon de l'harmonique n loin de la source est inversement proportionnel à l'ordre harmonique : $w_n(x) \approx \lambda_L x/n\pi\omega_0$ [112]. Or sur la figure 7.5, le faisceau intégré sur les harmoniques 10 à 15 ne divergent que 3 fois moins que le laser et non pas 10 à 15 fois moins.

Pour prouver que cet élargissement provient bien de la phase harmonique, on peut introduire une phase spatiale sur le faisceau laser pour corriger, au moins en partie, les défauts de phase harmonique, exactement comme dans le domaine spectral, la dérive de fréquence harmonique peut être compensée en utilisant une impulsion laser ayant une dérive opposée. Expérimentalement, il est très facile d'introduire sur le laser une phase spatiale ψ_0 quadratique : il suffit en effet de le focaliser légèrement devant ($d^2\psi_L/dr^2 < 0$)

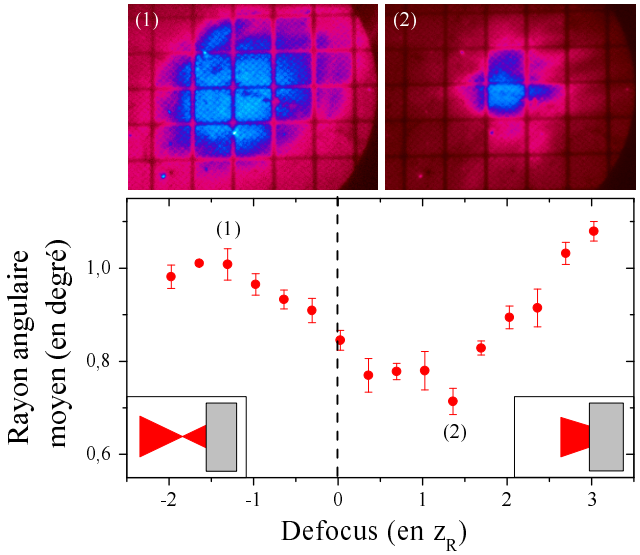


Fig. 9.5: Mise en évidence expérimentale de la phase spatiale. La courbe tracée sur le panneau central permet de suivre la variation du rayon moyen du faisceau harmonique, en fonction de la distance entre la cible et le foyer laser. Lors de cette expérience, les harmoniques étaient générées sur une cible de plastique et filtrées par une feuille d'aluminium de $100nm$. La demi-divergence du laser est de 2.3°. Un z négatif correspond à un point focal situé devant la cible. Au dessus de cette courbe, on observe les profils spatiaux obtenus pour $z = -1.3z_R$ et $z = 1.35z_R$, où $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la distance de Rayleigh.

ou légèrement derrière la surface de la cible ($d^2\psi_L/dr^2 > 0$). La figure 9.5 montre que dans le premier cas, on augmente la divergence du faisceau harmonique, alors que dans le second, on arrive à la réduire. Ceci confirme que les harmoniques de sillage sont générées avec un « chirp spatial » négatif ($d^2\psi/dr^2 < 0$).

En résumé, nous avons montré dans cette section que les harmoniques générées sur miroir plasma, sont généralement émises avec une phase qui est proportionnelle à l'ordre harmonique et qui varie avec l'éclairement laser. Nous avons également observé que les phases des harmoniques de sillage et des harmoniques relativistes varient en sens opposé. Enfin nous avons illustré comment compenser expérimentalement cette phase, aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine spatial. Nous allons maintenant apporter quelques éléments d'explication sur son origine.

9.2 Origine de la dépendance en éclairement de la phase harmonique

Cette section, essentiellement théorique, est consacrée à l'étude de l'origine de la dépendance en éclairement de la phase harmonique. Nous nous intéressons tout d'abord au cas des harmoniques de sillages, nous discuterons ensuite celui de l'émission relativiste.

9.2.1 Harmoniques de sillage

Origine de la phase

Nous avons montré dans la section précédente que la dérivée seconde de la phase harmonique est proportionnelle à l'ordre n et qu'elle est donc associée à un espacement variable entre les impulsions attosecondes. Pour comprendre l'origine de cet espacement variable, nous avons tracé sur la figure 9.6.b, les trajectoires d'une centaine de particules prises au hasard parmi celles qui participent à l'excitation des oscillations plasmas à l'origine de l'émission de sillage (voir le panneau (a)), pour deux éclairements différents. On observe que les électrons qui forment les pics de densité dans le gradient, reviennent plus tard vers le plasma lorsque l'éclairement diminue. Le panneau supérieur montre que ce délai correspond au décalage temporel entre les impulsions attosecondes émises suite au passage de ces deux pics de densité. Ainsi, la dérive de fréquence harmonique est essentiellement due aux variations du temps de retour des électrons de Brunel.

Ces observations sont en accord avec l'équation 5.1 d'après laquelle les électrons de Brunel qui se croisent en x, sont revenus dans le plasma en $t_r(x, E_0) \propto \sqrt{x/E_0}$, où E_0 est l'amplitude du champ laser. Les pics de densité formés par ces électrons mettent ensuite un temps $t_c = x/v_r(t_r) \propto \sqrt{x/E_0}$ pour parcourir le gradient et exciter les oscillations plasmas. Ces oscillations émettent enfin une impulsion attoseconde après un nouveau délai $t_{ap} = 2L/v_r$. Ainsi les impulsions attosecondes sont émises après un temps :

$$t_e(x, E_0) = t_r + t_c + t_{ap} \propto 2\sqrt{\frac{x}{E_0}}\left(1 + \frac{L}{x}\right). \tag{9.2}$$

Si cette formule a le mérite d'être simple, elle doit néanmoins être prise avec grande précaution. L'expression que nous avons utilisée pour v_r dans le chapitre 5, n'est en effet qu'une approximation linéaire d'une portion d'une courbe issue d'une simulation

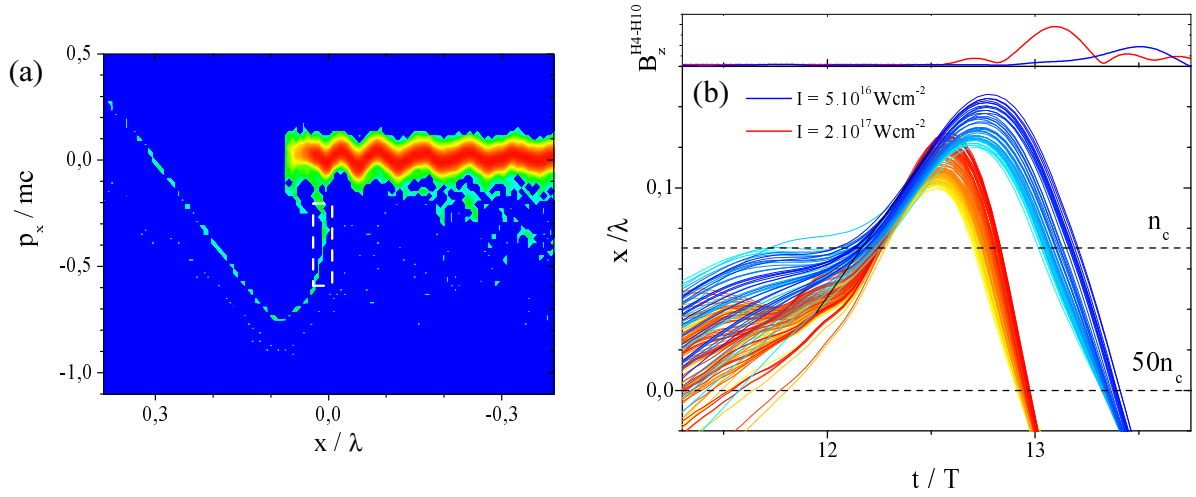


Fig. 9.6: Origine de la phase des harmoniques de sillage. (a) Espace des phases (x, p_x). Une impulsion négative correspond à des électrons qui se déplacent dans la direction du plasma. En $x \approx 0$, on observe un pic de densité électronique qui traverse le plasma. C'est lui qui excite les oscillations électroniques responsables de l'émission de sillage. Le cadre en traits discontinus délimite le domaine de l'espace des phases dans lequel nous avons sélectionné quelques électrons parmi ceux qui forment le pic de densité. (b) Trajectoires (x, t) des particules sélectionnées en (a). Les deux familles de courbes sont associées à deux éclairements différents. Sur le panneau supérieur, on a représenté les deux impulsions attosecondes émises suite au passage des pics de densité considérés.

numérique, elle n'a aucune justification analytique. Cette grossière approximation ne permet pas de reproduire correctement les variations de t_e avec E_0. Ainsi sur la figure 9.6.b, on remarque que 80% du retard entre les deux pics est déjà accumulé quand les électrons traversent la surface critique, or d'après l'équation 9.2, t_r ne peut contribuer au maximum que pour 50% du délai total.

Nous ne sommes donc pas en mesure de décrire analytiquement, la variation avec l'éclairement laser du retard accumulé par les pics de densité. On peut néanmoins avancer une explication qualitative. Sur la figure 9.6, on a représenté uniquement les électrons qui jouent un rôle dans l'émission de sillage. Contrairement à ce qu'elle peut laisser penser, les électrons dans leur ensemble ne vont pas plus loin dans la direction du vide à faible éclairement. Si l'on trace les trajectoires de tous les électrons tirés hors du plasma, on voit en effet que l'amplitude de l'excursion dans le vide est comparable dans les deux cas. Ainsi, ce que montre la figure 9.6, c'est qu'à faible éclairement, les électrons de Brunel qui vont se croiser dans le gradient, ont besoin d'être accélérés longtemps dans le champ. C'est pour cette raison qu'ils vont loin dans le vide. À l'opposé, lorsque l'éclairement est élevé, les électrons atteignent rapidement les vitesses leur permettant de se croiser dans le plasma, ils reviennent donc très vite vers ce dernier. Ceci est illustré par la figure 9.7 sur laquelle on a dessiné deux courbes $v_r(t)$ associées à deux éclairements laser, ainsi que les portions de ces courbes où se situent les électrons qui vont former des pics de densité. Ce schéma montre également que le délai est très sensible à la forme de la courbe, ce qui explique l'incapacité de l'équation 9.2 à décrire les variations de t_e.

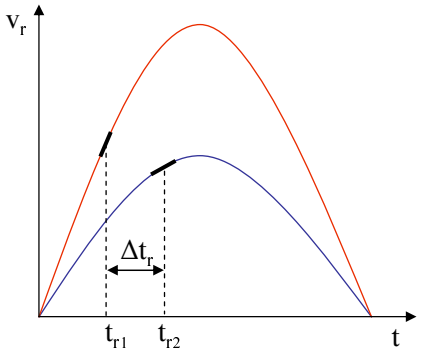


Fig. 9.7: Origine de la variation du temps de retour des électrons dans le plasma. Les deux courbes schématisent l'évolution des fonctions $v_r(t)$ pour deux éclairements. Les portions des courbes correspondant aux électrons qui vont se croiser au point x dans le gradient sont repérées par un trait épais.

Influence de l'éclairement et de la longueur de gradient

Étudions maintenant l'influence des paramètres physiques (éclairement crête I_0, longueur de gradient L) sur l'évolution de τ_d. Considérons pour cela la figure 9.8 sur laquelle nous avons tracé les variations de $\tau_d(t)$ et de $T_i(t) = \tau_d(k+1) - \tau_d(k)$, pour différentes longueurs de gradient (en haut) et éclairements (en bas). On voit que τ_d diminue lorsque I_0 croît(comme attendu) et augmente avec L. Ce second effet pouvait être anticipé car, pour une fréquence donnée, $t_c + t_{ap}$ croît avec L. Notons que la forme de la courbe $v_r(t)$ dépend également de L, si bien que t_r est lui aussi une fonction de L.

Si le temps d'émission varie avec I_0 et L, la forme de la courbe semble être peu influencée par ces paramètres. Les courbes $T_i(t)$ confirment cette impression : l'espacement entre les impulsions n'est pratiquement pas modifié lorsque l'on change les valeurs de I_0 et de L. Ainsi, la dérive de fréquence femtoseconde est quasiment indépendante de l'éclairement crête et de la longueur de gradient, et ne dépend que des variations de ces grandeurs. Cette conclusion est soutenue par la figure 9.9, qui montre qu'expérimentalement, la divergence et la largeur spectrale des harmoniques restent pour l'essentiel constantes quand l'éclairement laser varie.

Ces différentes observations montrent que pour reproduire le comportement de t_e, il est nécessaire d'utiliser une fonction de la forme $\ln(L/E_0)$. Une telle expression peut être obtenue pour t_r, si au lieu d'approcher la courbe $v_r(t)$ par une droite (ce qui est arbitraire), on utilise la fonction $v_r(t) = v_0 e^{(t-t_0)/\tau}/(e^{(t-t_0)/\tau} + A)$ (ce qui est tout aussi arbitraire). En choisissant correctement les paramètres A, τ, t_0 et v_0, on arrive à reproduire parfaitement l'évolution de $v_r(t)$ (voir le panneau (a) de la figure 9.10). On peut alors calculer les variations de t_e avec t en supposant, comme dans le chapitre 5, que v_0 évolue linéairement avec l'amplitude du champ E_0. On obtient ainsi les courbes en traits continus de la figure 9.10 qui reproduisent correctement l'évolution de τ_d quel que soit I_0. Ainsi le retard semble être totalement déterminé par la forme de la fonction $v_r(t)$, en accord avec l'explication qualitative que nous avions avancée. Précisons que si l'on arrive à reproduire les variations de t_e, il faudrait pour obtenir une description pleinement satisfaisante de ce phénomène, arriver à établir une expression analytique de $v_r(t)$ qui ne soit pas empirique.

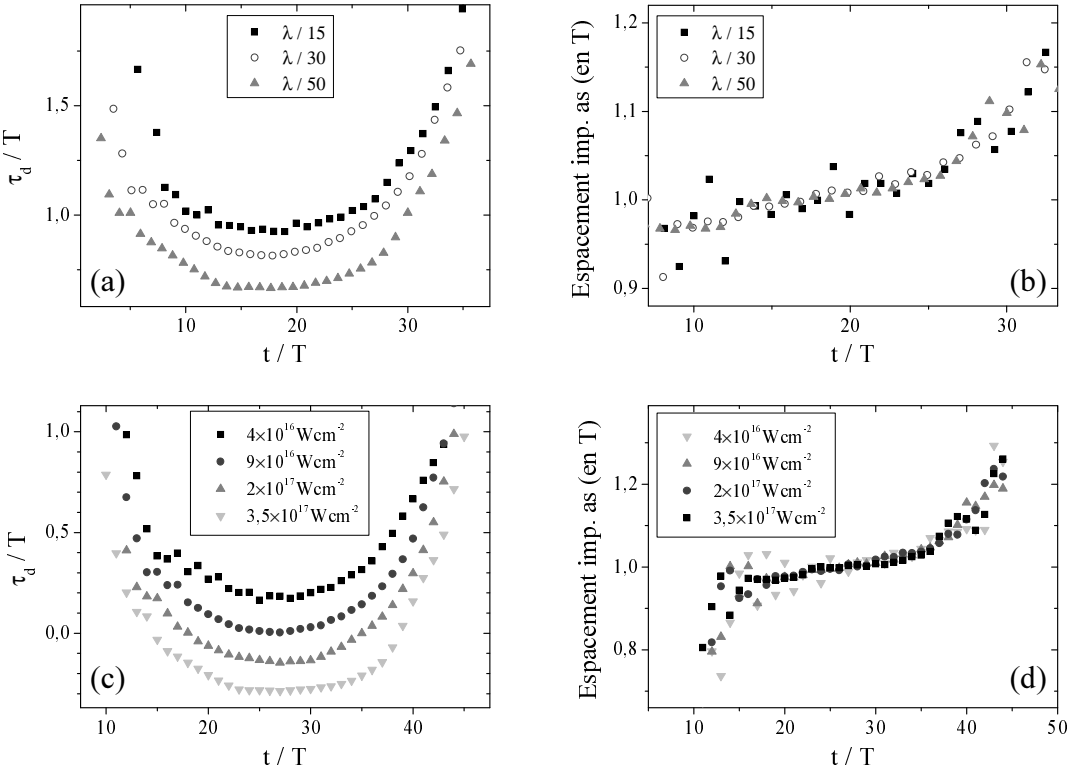


Fig. 9.8: Influence de la longueur de gradient (en haut) et de l'éclairement (en bas) sur le train d'impulsions attosecondes. À gauche, on observe les variations du temps d'émission, à droite, celles de l'espacement entre les impulsions.

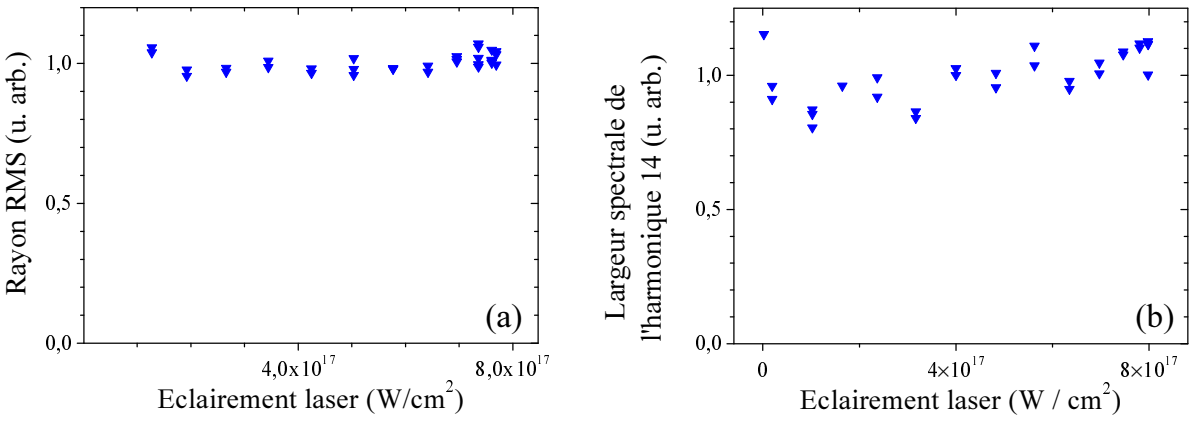


Fig. 9.9: Étude expérimentale des variations de la divergence harmonique et de la largeur spectrale avec l'éclairement laser. (a) Largeur RMS du profil spatial intégré sur les harmoniques 10 à 15 (filtre d'étain). (b) Largeur spectrale RMS de l'harmonique 14. Dans les deux cas les harmoniques sont générées sur une cible en silice.

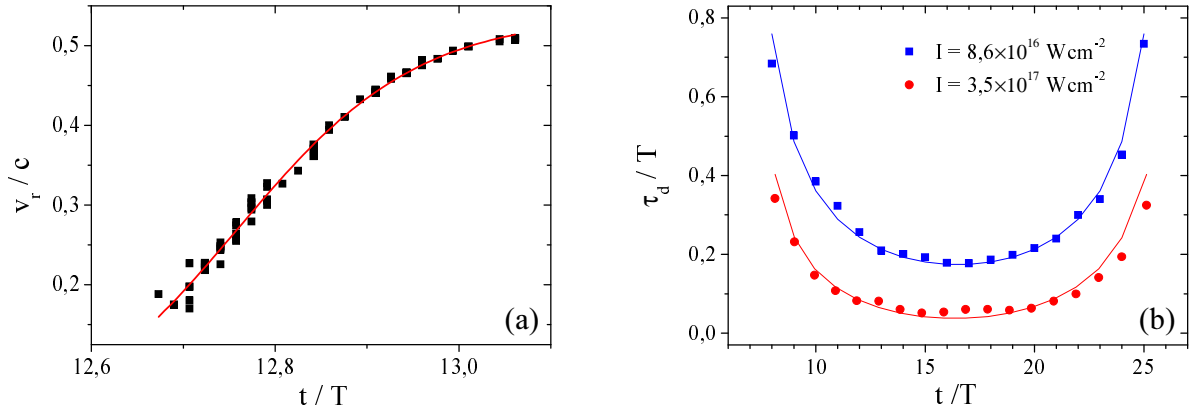


Fig. 9.10: Étude analytique de la variation du délai à l'émission des impulsions attosecondes. (a) Ajustement de la courbe $v_r(t)$ autour de $t \approx 13T$. (b) Variation de τ_d pour deux éclairements. Les points sont issus de simulations numériques. La courbe obtenue avec l'éclairement le plus faible provient de la même simulation que celle en (a). Les traits continus sont des courbes théoriques qui utilisent uniquement les paramètres déterminés en (a). En dehors de la vitesse crête que l'on considère proportionnelle à l'amplitude du champ, les mêmes paramètres ont été utilisés pour tracer les deux courbes.

9.2.2 Harmoniques relativistes

Laissons momentanément de coté les harmoniques de sillage pour expliquer l'origine de la phase harmonique dans le régime relativiste.

Nous commençons par étudier le régime faiblement relativiste, en nous appuyant sur la figure 9.11. On voit en (b) que les trajectoires des électrons, lorsqu'ils se déplacent dans la direction du vide, dépendent peu de l'éclairement. Sur le panneau (c), on observe que ces particules atteignent leur vitesse maximale dans la direction spéculaire au même moment quel que soit I. Puisque d'après la section 6.2.2, les harmoniques relativistes sont générées à cet instant précis, les impulsions attosecondes sont toujours émises au même temps t_e (voir le panneau supérieur de la figure 9.11). Ceci explique les observations

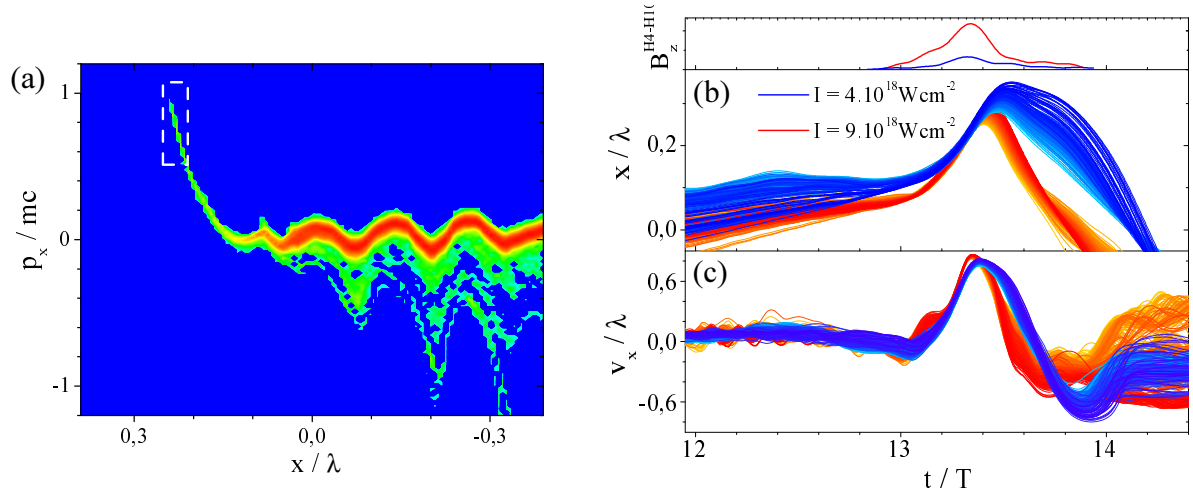


Fig. 9.11: Trajectoires des électrons de Brunel relativistes pour deux éclairements différents. (a) Espace des phases (x, p_x). En $x \approx 0.35$, on observe le pic de densité qui est associé aux électrons qui émettent les impulsions relativistes. Le cadre en traits discontinus délimite le domaine de l'espace des phases dans lequel nous avons sélectionné quelques électrons parmi ceux qui forment ce pic. (b) Trajectoires (x, t) des particules sélectionnées en (a). Les deux familles de courbes sont associées à deux éclairements différents. (c) Évolution en fonction du temps de la vitesse des électrons dans la direction spéculaire. Sur le panneau supérieur, on observe les enveloppes des impulsions attosecondes émises dans les deux cas.

effectuées dans la section 9.1.

Nous avions également montré dans cette section, que si l'on augmente suffisamment l'éclairement laser, l'espacement entre les impulsions attosecondes peut à nouveau varier dans le temps. Dans ce régime, la pression de radiation est si forte que l'ensemble du plasma est poussé par le laser [113]. Les impulsions attosecondes sont générées à chaque période au même instant du cycle optique laser, mais comme le laser doit traverser plus de vide pour atteindre le plasma, les impulsions sont générées plus tard au fur et à mesure que I augmente. La distance que les impulsions ont ensuite à parcourir pour arriver sur le détecteur augmente elle aussi, et on observe finalement un délai total dû à l'effet Doppler de $\tau_d = 2x_e(I)\cos\theta/c$. Cette interprétation est soutenue par la figure 9.12 qui montre que t_e suit très précisément l'évolution dans le temps de la position de la surface du plasma. Ainsi en mesurant la phase des harmoniques on peut suivre la dynamique de cette surface.

A titre d'exemple, on peut dans le cas de la figure 9.2, estimer la vitesse moyenne de la surface du plasma. Si on néglige la phase du troisième ordre, on a d'après les équations 6.6 et 9.1 (pages 84 et 126) :

$$\omega_n = 0.96n\omega_0 \approx n\omega_0(1 - 2\cos\theta v_{drift}/c),$$

d'où $v_{drift} \approx 0.03c$.

Notons que lorsque les ions sont fixes comme dans le cas de la figure 9.1, la dérive de fréquence harmonique a la même origine : la variation de la position du point de réflexion du laser. En effet, quand l'amplitude du champ laser augmente, de plus en plus d'électrons sont nécessaire pour l'écranter. Ainsi, de plus en plus d'électrons sont tirés

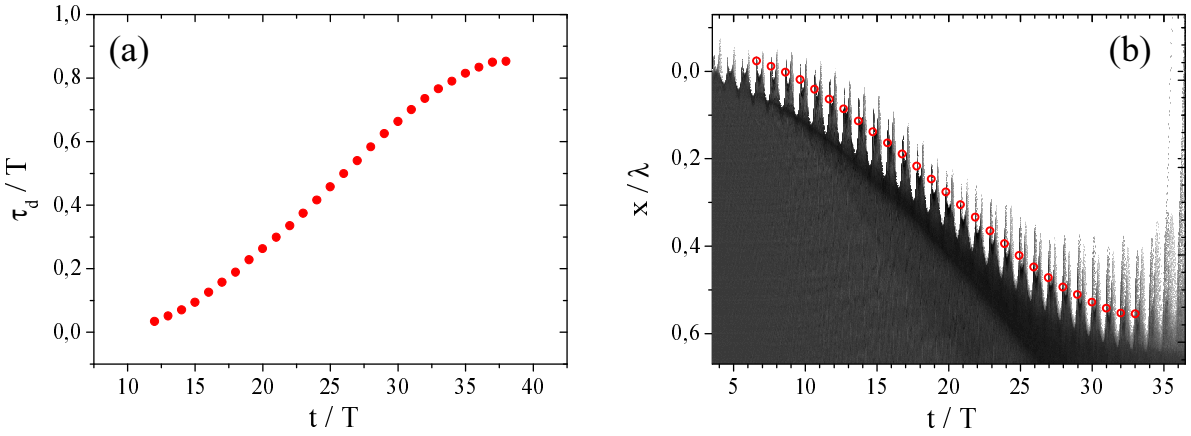


Fig. 9.12: Dérive de fréquence femtoseconde en régime relativiste. (a) Évolution dans le temps de τ_d. (b) Carte de densité électronique $n_e(x,t)$ et position de la source $(x_e(k), t_e(k))$ (cercles). Soit $t_d(k)$ le temps de détection de l'impulsion k, on a pour $\theta = 45°$: $x_e(k) = (t_d(k) - t_0 - k)c/\sqrt{2} = \tau_d(k)c/\sqrt{2}$ et $t_e(k) = t_d - x/\sqrt{2}c$.

hors du plasma, ce qui entraîne une augmentation de la distance entre l'observateur et le point de réflexion/génération. Ceci montre que la phase des harmoniques est influencée aussi bien par la dynamique électronique que par la dynamique ionique du plasma.

En conclusion, nous avons montré dans cette section que nous avons une compréhension qualitative et « semi-quantitative » de l'origine de la dépendance en éclairement de la phase harmonique, aussi bien dans le cas de l'émission de sillage que dans celui de l'émission relativiste.

9.3 Cohérence mutuelle et mesure de la phase harmonique

Dans la section précédente, nous avons mis en évidence l'existence d'une phase harmonique $\phi_n(I, L)$. Si nous avons observé expérimentalement l'effet de cette phase dans le cas de l'émission cohérente de sillage, nous avons dû nous contenter d'une évaluation grossière de son amplitude. Nous allons voir dans cette nouvelle sous-partie, comment mesurer précisément la dépendance en éclairement laser de cette phase, en utilisant une méthode interférométrique. Mais avant de mener cette étude, nous allons tout d'abord montrer qu'il est possible de créer plusieurs sources d'harmoniques d'ordres élevés mutuellement cohérentes, ce qui est un préalable indispensable à toute expérience d'interférométrie.

9.3.1 Cohérence mutuelle

Deux sources sont dites mutuellement cohérentes si leur différence de phase garde une valeur constante dans le temps [114]. Soit $e^{i\phi_1(t)}$, $e^{i\phi_2(t)}$ les champs associés à deux sources quelconques en un point de l'espace où elles se recouvrent, l'intensité détectée en ce point est :

$$\left\langle |e^{i\phi_1(t)} + e^{i\phi_2(t)}|^2 \right\rangle = 2 + 2\left\langle \cos(\phi_1(t) - \phi_2(t)) \right\rangle. \tag{9.3}$$

On voit que s'il n'existe aucune relation de phase entre les deux sources, $\langle\cos(\phi_1(t)-\phi_2(t))\rangle = 0$: les deux sources n'interfèrent pas. Ainsi il est absolument nécessaire de disposer de deux sources d'harmoniques mutuellement cohérentes pour pouvoir effectuer une mesure interférométrique de la phase.

Une technique interférométrique simple et originale

Afin d'obtenir deux sources mutuellement cohérentes, on sépare généralement en deux un faisceau issu d'une source cohérente, soit par division de front d'onde [115], soit par division d'amplitude. Ces deux solutions étant délicates à mettre en œuvre dans le domaine de l'extrême ultraviolet, où il existe très peu d'optiques, nous nous sommes tournés vers une méthode alternative. L'idée de cette technique est de focaliser le faisceau laser simultanément en différents points de la cible, afin d'obtenir plusieurs sources harmoniques. Si le mécanisme d'émission de sillage préserve bien les propriétés de cohérence du laser, comme les chapitres précédents le laissent penser, on devrait obtenir ainsi plusieurs sources d'harmoniques mutuellement cohérentes.

En pratique, nous avons placé sur le trajet du faisceau laser un « réseau en transmission » formé par une plaque de verre dépoli dans laquelle nous avons découpé des fentes de largeur $l = 4mm$, séparées de $L = 10mm$ (voir la figure 9.13.a). Dans l'approximation de la diffraction de Fraunhofer [114], on observe au foyer du faisceau, la transformée de Fourier de ce réseau. Plus précisément, si l'on modélise le champ dans le plan du dépoli par la fonction $E_i(\boldsymbol{x})\,[S(\boldsymbol{x})\otimes C(\boldsymbol{x})]$ où E_i est le champ incident, $C(\boldsymbol{x})$ un peigne de Dirac de période $L\boldsymbol{e}_x$, et $S(\boldsymbol{x})$ une fonction rectangle de largeur l ($S(\boldsymbol{x}) = 1$ pour $|\boldsymbol{x}.e_x| < l/2$), on obtient au foyer le champ :

$$E(\boldsymbol{\rho}) = \iint_{-\infty}^{\infty} E_i(\boldsymbol{x})\,[S(\boldsymbol{x})\otimes C(\boldsymbol{x})]\,e^{-i2\pi\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{x}/\lambda_L f}d^2x \tag{9.4}$$

$$= \widetilde{E_i}(2\pi\boldsymbol{\rho}/\lambda_L f)\otimes\left[l\times\mathrm{sinc}(\pi\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{e}_x l/\lambda_L f)\times\widetilde{C}(2\pi\boldsymbol{\rho}/\lambda_L f)\right], \tag{9.5}$$

où f est la longueur focale, $\widetilde{E_i}$ la transformée de Fourier de E_i et $\widetilde{C}$ un peigne de Dirac de fréquence $2\pi/L$.

Ainsi, le champ dans le plan focal est constitué par une tache centrale, entourée de satellites séparés de $\boldsymbol{a} = (\lambda_L f/L)\boldsymbol{e}_x = a\boldsymbol{e}_x$ (voir la figure 9.13.b). Chaque satellite est une copie de la tache focale laser $\widetilde{E_i}(2\pi\boldsymbol{\rho}/\lambda_L f)$ et ils ne diffèrent les uns des autres que par leur amplitude $A_p = l\times\mathrm{sinc}(\pi pal/\lambda_L f)$ où p est un entier relatif associé au numéro du satellite ($p = 0$ correspond à la tache centrale). Le rapport d'éclairement entre la tache centrale et les deux premiers satellites est donc de $\alpha = \mathrm{sinc}^2(\pi l/L)$. Dans notre configuration expérimentale où $f = 500mm$, on obtient $\alpha = 0.57$ et $a = 40\mu m$.

Toutes les taches laser formées à la surface de la cible, qui sont suffisamment intenses pour l'ioniser significativement ($I \gtrsim 10^{16}Wcm^{-2}$), génèrent des harmoniques par émission cohérente de sillage. Ces différentes sources étant suffisamment proches pour que les champs qu'elles rayonnent se recouvrent au cours de leur propagation, on s'attend à observer sur le détecteur, placé à la distance $D = 38cm$ de la cible, des interférences entre ces sources harmoniques. Une des images que nous avons obtenues est représentée sur la figure 9.13.c.

L'excellent contraste de cet interférogramme (on mesure $\approx 80\%$ sur la figure 9.13.d) montre que les sources harmoniques sont bien mutuellement cohérentes, c'est à dire

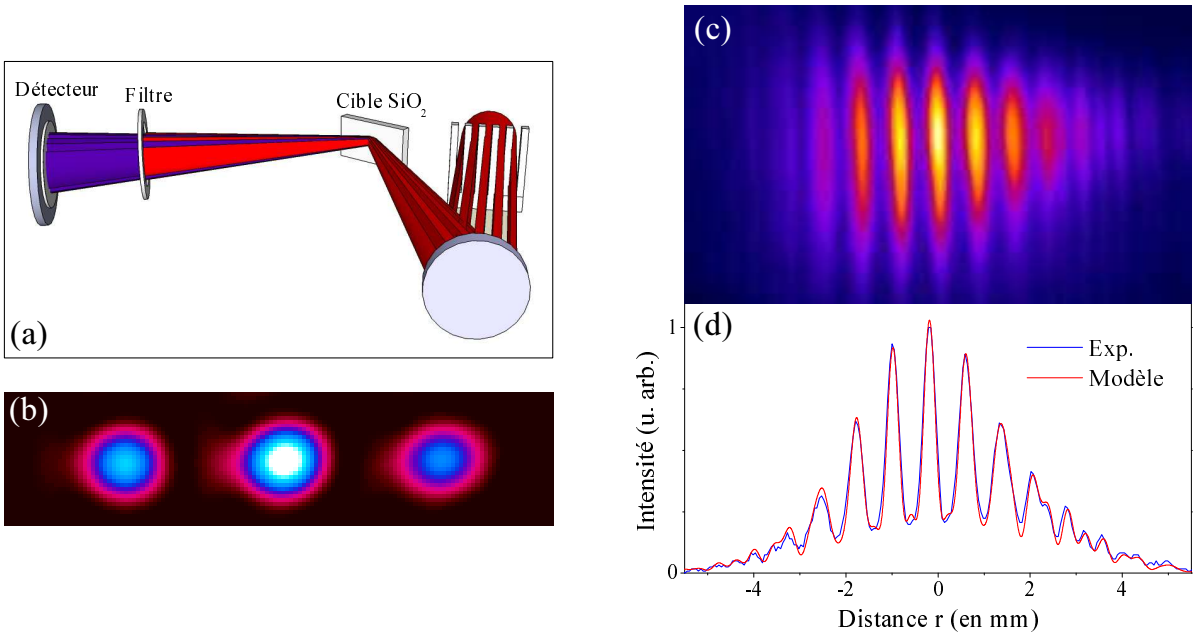


Fig. 9.13: Interférences à trois sources harmoniques. (a) Schéma expérimental simplifié (les lames de silice traitées anti-reflet ont été omises). (b) Image de la distribution d'intensité au foyer. (c) Figures d'interférences obtenues au niveau des galettes à $38cm$ de la source, pour une superposition des harmoniques 8 à 10 (filtre d'indium). Le faisceau laser est ouvert à $f/17$. (d) Profils des franges. La courbe expérimentale a été extraite de (c), la courbe théorique a été obtenue pour $\Delta\Phi_n = 0.23n\ rad$.

qu'il existe une relation de phase constante entre elles. Cette expérience prouve ainsi que l'émission de sillage préserve la cohérence du laser, ou en d'autres termes que ce mécanisme est cohérent. Il faut préciser que cette propriété est tout à fait remarquable, la cohérence est en effet perdue dans la plupart des mécanismes d'émission UV-X par couplage laser-plasma [116], comme par exemple l'émission $K\alpha$ [6].

On analyse maintenant en détail la figure d'interférences obtenue. Comme le rapport d'éclairement entre les satellites d'ordres $|p| > 1$ et la tache centrale est inférieur à 0.055, on peut négliger leur influence et considérer uniquement des interférences à trois sources. On note $\boldsymbol{k}_\omega = \boldsymbol{a}\omega/Dc$, $\boldsymbol{r}$ le vecteur reliant le centre du détecteur à un point d'observation quelconque sur ce dernier et $F_0(\omega,\boldsymbol{r})e^{i\Phi_0(\omega,\boldsymbol{r})}$, $F_1(\omega,\boldsymbol{r})e^{i\Phi_1(\omega,\boldsymbol{r})}e^{\pm i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}$ les champs dans le plan de détection, rayonnés respectivement par la tache centrale et les taches latérales $(p=\pm1)$[2]. Dans ce plan, on observe le carré du champ, soit pour une fréquence donnée :

$$\begin{aligned} I(\omega,\boldsymbol{r}) &= \left|F_0e^{i\Phi_0} + F_1e^{i\Phi_1+i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}} + F_1e^{i\Phi_1-i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 \\ &= \left|F_0e^{i\Phi_0} + F_1e^{i\Phi_1+i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 + \left|F_0e^{i\Phi_0} + F_1e^{i\Phi_1-i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 \\ &\quad + \left|F_1e^{i\Phi_1+i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}} + F_1e^{i\Phi_1-i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 - F_0^2 - 2F_1^2. \end{aligned} \tag{9.6}$$

Il apparaît sur cette équation que la figure d'interférences est formée par la superposition

[2] Les deux sources latérales ont le même terme de phase, car elles sont parfaitement identiques.

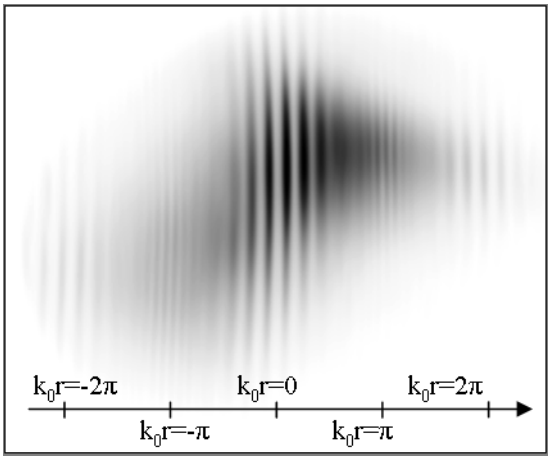


Fig. 9.14: Figure d'interférences obtenue avec un faisceau laser ouvert à $f/12.5$. Les harmoniques sont générées sur une cible en silice et sélectionnées par un filtre d'étain de $200nm$.

des interférences entre les deux taches latérales :

$$I_2(\omega,\boldsymbol{r}) = \left|F_1 e^{i\Phi_1+i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}} + F_1 e^{i\Phi_1-i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 \quad (9.7)$$

$$= 2F_1(\omega,\boldsymbol{r})^2\left[1+\cos 2\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}\right], \quad (9.8)$$

et des interférences entre la source centrale et les deux sources latérales :

$$\begin{aligned} I_1(\omega,\boldsymbol{r}) &= \left|F_0 e^{i\Phi_0} + F_1 e^{i\Phi_1+i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 + \left|F_0 e^{i\Phi_0} + F_1 e^{i\Phi_1-i\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}}\right|^2 \\ &= F_0(\omega,\boldsymbol{r})^2 + F_1(\omega,\boldsymbol{r})^2 + 2F_0(\omega,\boldsymbol{r})F_1(\omega,\boldsymbol{r})\cos(\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}+\Delta\Phi(\omega,\boldsymbol{r})) \\ &\quad + F_0(\omega,\boldsymbol{r})^2 + F_1(\omega,\boldsymbol{r})^2 + 2F_0(\omega,\boldsymbol{r})F_1(\omega,\boldsymbol{r})\cos(\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}-\Delta\Phi(\omega,\boldsymbol{r})) \\ &= 2F_0(\omega,\boldsymbol{r})^2 + 2F_1(\omega,\boldsymbol{r})^2 + 4F_0(\omega,\boldsymbol{r})F_1(\omega,\boldsymbol{r})\cos\Delta\Phi(\omega,\boldsymbol{r})\cos\boldsymbol{k}_\omega\boldsymbol{r}, \quad (9.9) \end{aligned}$$

où $\Delta\Phi(\omega,\boldsymbol{r}) = \Phi_1(\omega,\boldsymbol{r}) - \Phi_0(\omega,\boldsymbol{r})$. Notons que sur le détecteur, on observe la superposition des interférogrammes associés aux différentes harmoniques sélectionnées par le filtre métallique : $I(\boldsymbol{r}) = \int I(\omega,\boldsymbol{r})d\omega$.

On voit sur la figure 9.13.c, que les interférences $I_1(\omega,\boldsymbol{r})$ de fréquence spatiale $|\boldsymbol{k}_\omega|$ dominent celles à $2|\boldsymbol{k}_\omega|$ (terme $I_2(\omega,\boldsymbol{r})$), que l'on ne devine que sur le bord droit de cette image. Pour mettre clairement évidence la présence de franges à $2|\boldsymbol{k}_\omega|$, il suffit de changer de filtre métallique pour laisser passer d'avantages d'harmoniques. En agissant ainsi, on tire partie du caractère polychromatique de ces interférences, qui fait que les franges ne sont bien contrastées que lorsque toutes les harmoniques sont en phase. Dans le cas des franges de fréquence $|\boldsymbol{k}_\omega|$, cette condition n'est vérifiée que lorsque $\boldsymbol{k}_{\omega_0}\boldsymbol{r} = 2m\pi$. Ainsi, le contraste de ces franges diminue lorsque l'on s'écarte du point où $\boldsymbol{k}_{\omega_0}\boldsymbol{r} = 0$, pour augmenter à nouveau lorsque $\boldsymbol{k}_{\omega_0}\boldsymbol{r}$ se rapproche de $\pm 2\pi$. Les franges à $2|\boldsymbol{k}_\omega|$ se brouillent et reviennent en phase avec une fréquence deux fois plus élevée. Par conséquent, si l'on sélectionne suffisamment d'harmoniques pour que les franges à $|\boldsymbol{k}_\omega|$ aient totalement disparues aux points où $\boldsymbol{k}_{\omega_0}\boldsymbol{r} = m\pi$, on observe en ces points, les franges à $2|\boldsymbol{k}_\omega|$ seules.

Ceci est illustré par la figure 9.14 qui a été acquise en utilisant un filtre transmettant les harmoniques 10 à 15. On observe en effet 3 séries de franges à $|\boldsymbol{k}_\omega|$ entre lesquelles

s'intercalent deux séries de fréquence spatiale $2|\boldsymbol{k}_\omega|$. Notons que pour obtenir un grand nombre de franges, on a également augmenté l'ouverture numérique du laser par rapport à celle utilisée pour la figure 9.13.c.

Si l'équation 9.6 permet d'analyser les caractéristiques essentielles des interférogrammes, elle fait intervenir bien trop de paramètres pour que l'on puisse l'utiliser pour extraire des informations sur la source. Ainsi, on ne peut exploiter pleinement les données expérimentales qu'en effectuant quelques approximations.

Quelques approximations...

Afin de simplifier l'équation 9.6, on fait essentiellement trois approximations, toutes trois justifiées par des résultats obtenus lors des chapitres précédents.

- D'après la section 8.2, on peut raisonnablement supposer que $\alpha_\omega = F_1(\omega,\boldsymbol{r})^2/F_0(\omega,\boldsymbol{r})^2$ est indépendant de ω et de $\boldsymbol{r}$. Plus précisément, on a d'après la figure 8.4 page 119 : $\alpha_\omega \approx \alpha^{1.57}$.
- D'après la section 9.2.1, le profil spatial du champ rayonné ne dépend pas, de l'amplitude du champ laser (voir la figure 9.9 page 135). On peut donc considérer que dans le plan de détection, les champ F_0 et F_1 sont reliés par la relation $F_1(\omega,\boldsymbol{r}) = \sqrt{\alpha_\omega}F_0(\omega,\boldsymbol{r})$.
- Toujours d'après la section 9.2.1, les variations de la phase harmonique avec $\boldsymbol{r}$ ne dépendent que de la forme de l'enveloppe spatiale de l'impulsion laser et pas de son amplitude (voir par exemple la figure 9.10 page 135). En d'autres termes, quelque soit la forme exacte de $\Phi_0(\omega,\boldsymbol{r})$, on a $\Phi_1(n\omega_0,\boldsymbol{r}) = \Phi_0(n\omega_0,\boldsymbol{r}) + \Delta\Phi_n(\alpha)$, soit $\Delta\Phi(n\omega_0,\boldsymbol{r}) = \Delta\Phi_n(\alpha)\ \forall\boldsymbol{r}$. Les sources latérales sont donc simplement déphasées de $\Delta\Phi_n(\alpha)$ par rapport à la source centrale.

Finalement, on peut considérer, en faisant ces trois approximations, que $F_1(\omega,\boldsymbol{r}) = \alpha_\omega F_0(\omega,\boldsymbol{r})e^{i\Delta\Phi_n(\alpha)}$, si bien que l'équation 9.6 se simplifie en :

$$I(\boldsymbol{r}) = \int I(\omega,\boldsymbol{r})d\omega = \int I_0(\omega,\boldsymbol{r})\left[1 + 2\alpha_\omega + 4\sqrt{\alpha_\omega}\cos\Delta\Phi_n(\alpha)\cos\boldsymbol{k}_\omega r + 2\alpha_\omega\cos 2\boldsymbol{k}_\omega r\right]d\omega. \tag{9.10}$$

Le terme $I_0(\omega,\boldsymbol{r})$ qui intervient dans cette expression, décrit le profil spatial dans le plan du détecteur du faisceau harmonique à la fréquence ω, en l'absence du « réseau en transmission ». Le terme $1 + 2\alpha_\omega + 4\sqrt{\alpha_\omega}\cos\Delta\Phi_n(\alpha)\cos\boldsymbol{k}_\omega r + 2\alpha_\omega\cos 2\boldsymbol{k}_\omega r$ décrit pour sa part, les interférences entre 3 sources ponctuelles. Ainsi, la figure d'interférence $I(\boldsymbol{r})$ est simplement la somme sur ω, des interférogrammes obtenus en considérant des sources ponctuelles monochromatiques, multipliés par le profil spatial harmonique.

Le panneau (d) de la figure 9.13, prouve qu'en utilisant cette équation, on peut reproduire parfaitement les franges d'interférences observées[3]. Cet excellent accord valide l'ensemble des hypothèses précédentes.

Un spectromètre très bon marché

Nous venons de montrer que les figures d'interférences obtenues sont constituées pour chaque pulsation ω, de deux jeux de franges de fréquences spatiales $|\boldsymbol{k}_\omega|$ et $2|\boldsymbol{k}_\omega|$, qui sont

[3] La courbe théorique a été obtenue en utilisant l'expression de $\Delta\Phi_n$ déterminée expérimentalement dans la sous-section 9.3.2 et en tenant compte de la résolution du détecteur $\approx 90\mu m$ (voir la section 7.1).

associées respectivement aux interférences entre la source centrale et les deux sources latérales, et aux interférences entre les deux sources latérales. Pour pousser plus loin cette analyse, nous allons maintenant effectuer une analyse de Fourier des interférogrammes, en calculant $S(\mathbf{q})$ la transformée de Fourier par rapport à $\boldsymbol{r}$ de $I(\boldsymbol{r})$:

$$\begin{aligned} S(\mathbf{q}) &= \int \left[S^0_\omega(\mathbf{q}) + S^1_\omega(\mathbf{q}) + S^2_\omega(\mathbf{q})\right] d\omega \\ S^0_\omega(\mathbf{q}) &= (1+2\alpha_\omega)\widetilde{I}_0(\omega,\mathbf{q}) \\ S^1_\omega(\mathbf{q}) &= 2\sqrt{\alpha_\omega}\cos(\Delta\Phi_n(\alpha)\left[\widetilde{I}_0(\omega,\mathbf{q}-\mathbf{k}_\omega) + \widetilde{I}_0(\omega,\mathbf{q}+\mathbf{k}_\omega)\right] \\ S^2_\omega(\mathbf{q}) &= \alpha_\omega\left[\widetilde{I}_0(\omega,\mathbf{q}-2\mathbf{k}_\omega) + \widetilde{I}_0(\omega,\mathbf{q}+2\mathbf{k}_\omega)\right], \end{aligned} \tag{9.11}$$

où $\widetilde{I}_0(\omega,\boldsymbol{q})$ est la transformée de Fourier de $I_0(\omega,\boldsymbol{r})$.

Si l'on note $\widetilde{I}_\omega(q)$ la transformée de Fourier normalisée du profil spatial à la fréquence ω et $H(\omega)$ le spectre de l'émission, on a sur l'axe (c'est à dire pour $\boldsymbol{q} = q\boldsymbol{e}_x$) :

$$\widetilde{I}_0(\omega, q-2k_\omega) = \widetilde{I}_\omega(q-2k_\omega) \times H(\omega) = \widetilde{I}_\omega(q) \otimes [\delta(q-2a\omega/Dc) \times H(\omega)].$$

Par suite,

$$\begin{aligned} S^2(q) &= \int \widetilde{I}_0(\omega, q-2k_\omega)d\omega \\ &= \int \widetilde{I}_\omega(q) \otimes [\delta(q-2a\omega/Dc) \times H(\omega)]\, d\omega \\ &= \widetilde{I}_{\frac{Dcq}{2a}}(q) \otimes H\left(\frac{Dcq}{2a}\right), \end{aligned} \tag{9.12}$$

est le spectre de l'émission convolué avec $\widetilde{I}_{Dcq/2a}$. En effectuant le même traitement sur S^1, on obtient un résultat similaire. Ainsi, il suffit d'effectuer la transformée de Fourier de la figure d'interférences enregistrée par le détecteur pour obtenir le spectre de l'émission.

Ceci est illustré par la figure 9.15, sur laquelle on peut observer deux spectres générés sur une cible de silice et transmis par des filtres d'étain ou d'indium. Cette figure montre que malgré son extrême simplicité, le dispositif schématisé sur la figure 9.13.a est un spectromètre XUV. La résolution de cet instrument est essentiellement déterminée par la largeur Δq_ω de $\widetilde{I}_0(\omega,\boldsymbol{q})$, largeur qui se réduit lorsque l'on augmente la divergence du faisceau harmonique. En raison de la convolution, on ne peut en effet résoudre deux fréquences séparées de $\Delta\omega$, que si $(a/Dc)\Delta^1\omega > \Delta q_\omega$ sur les spectres S^1, et que si $(2a/Dc)\Delta^2\omega > \Delta q_\omega$ sur les spectres S^2. Ainsi, la résolution spectrale $\Delta^i\omega = (Dc/ia)\Delta q_\omega$ pour $i \in \{1,2\}$, est meilleure sur S^2 que sur S^1.

La fréquence maximale accessible est limitée par la résolution du détecteur r_d. Cette dernière détermine en effet la plus grande fréquence spatiale observable dans l'espace réel : $k_{\omega_{max}} = 2\pi/r_d$ dans le cas de S^1 et $2k_{\omega_{max}} = 2\pi/r_d$ dans celui de S^2, soit $\omega^i_{max} = 2\pi(Dc/iar_d)\ \forall i \in \{1,2\}$. Ainsi ω_{max} est deux fois plus élevée sur les spectres S^1 que sur les spectres S^2. Comme par ailleurs, le signal est également plus faible sur S^2 que sur S^1, on aura intérêt, pour étudier des fréquences élevées et tirer les meilleures performances de ce spectromètre, à utiliser les spectres S^1, en employant une grande ouverture laser pour réduire Δq_ω et ainsi augmenter la résolution du système.

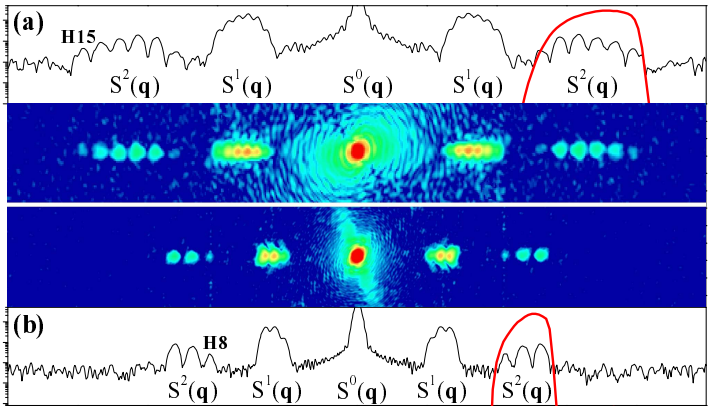


Fig. 9.15: Transformée de Fourier de deux figures d'interférences en échelle logarithmique. (a) Cas où les harmoniques 10 à 15 ont été sélectionnées par un filtre d'étain de $200nm$. (b) Cas où les harmoniques 8 à 10 ont été sélectionnées par un filtre d'indium de $200nm$. Dans chaque situation, on a représenté une image et un profil. Pour obtenir une résolution spectrale permettant de résoudre les harmoniques, ces données ont été acquises avec un laser ouvert à $f/12.5$.

9.3.2 Mesure expérimentale de la phase

Nous venons de montrer que l'émission de sillage est un processus cohérent. Nous allons maintenant tirer partie de cette propriété pour mesurer la phase des harmoniques.

On voit sur l'équation 9.11, qu'en raison de la symétrie des sources (voir l'équation 9.9), le déphasage $\Delta\Phi_n(\alpha)$ entre les sources latérales et centrale est encodé dans l'amplitude de $S^1_\omega(\boldsymbol{q})$, soit dans le contraste des franges de fréquence spatiale k_ω. Ainsi ce contraste n'est pas directement relié à la cohérence de la source, comme il l'est dans le cas des interférences à deux sources[4] [115].

Afin d'illustrer l'influence de $\Delta\Phi_n(\alpha)$ sur le contraste des franges, nous avons fait varier, le rapport des éclairements entre les taches. Puisque $\alpha = \mathrm{sinc}^2(\pi l/L)$, ceci peut se faire simplement en changeant l, la largeur des fentes du réseau[5]. On observe sur la figure 9.16 les interférogrammes obtenus pour $\alpha = 0.57$ et $\alpha = 0.7$. Un effet frappant se produit lorsque $\alpha = 0.7$: les interférences à la fréquence $|\boldsymbol{k}_\omega|$ disparaissent quasiment de l'ensemble du spectrogramme. Ceci signifie que $I^1(\omega, \boldsymbol{r}) \approx 0 \ \forall(\omega, \boldsymbol{r})$, soit $\cos[\Delta\Phi_n(0.7)] \approx 0 \Leftrightarrow \Delta\Phi_n(0.7) \approx \pi/2 + k\pi$. Ainsi, la figure 9.16 confirme que le déphasage entre les sources varie avec α, et qu'il est possible de le déterminer en mesurant le contraste des franges à la fréquence $|\boldsymbol{k}_\omega|$.

Plus précisément, on peut, pour chaque fréquence, mesurer sur les transformées de Fourier des interférogrammes, le ratio d'intensité entre les pics à $|\boldsymbol{k}_\omega|$ et à $|2\boldsymbol{k}_\omega|$:

$$R_\omega = S(\mathbf{k}_\omega)/S(2\mathbf{k}_\omega) \approx S^1_\omega(\mathbf{k}_\omega)/S^2_\omega(2\mathbf{k}_\omega) = 2\cos\Delta\Phi_n(\alpha)/\sqrt{\alpha_\omega}. \tag{9.13}$$

Grâce à ce ratio, on détermine $|\Delta\Phi_n(\alpha)|$ à $2k\pi$ près. Mais nous savons depuis la section 9.1 que la phase harmonique diminue avec E_0, ce qui implique que $\Delta\Phi_n =$

[4] Dans ce cas, un déphasage constant entre les sources se traduit par une translation des franges. En effet, si $e^{i\omega t}$ et $e^{i\omega t + i\phi}$ sont les champs rayonnés par deux sources séparées de a et supposées parfaitement cohérentes, le signal détecté à la distance D du plan source est $2 + 2\cos(\omega ar/cD + \phi)$.

[5] En pratique, on a fait varier l en superposant deux réseaux identiques et en translatant l'un des deux.

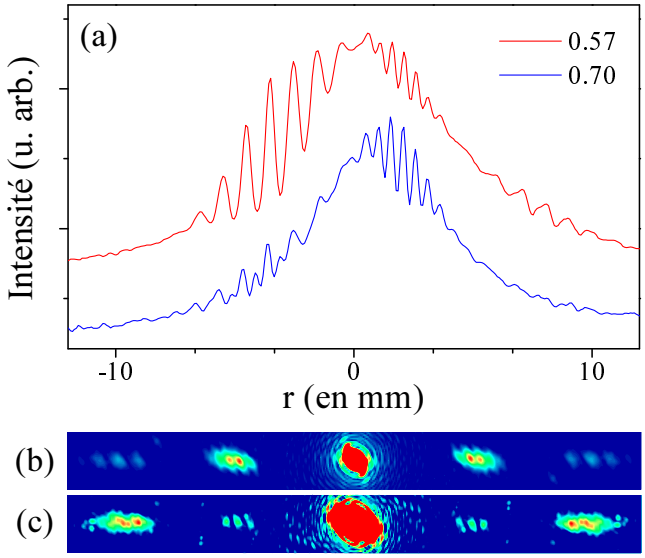


Fig. 9.16: Effet du déphasage $\Delta\Phi_n(\alpha)$ sur la figure d'interférences. (a) Profils des interférogrammes obtenus pour $\alpha = 0.57$ et $\alpha = 0.7$, un faisceau laser ouvert à $f/12.5$ et un filtre d'étain. (b) Transformée de Fourier en échelle linéaire de la figure d'interférences obtenue pour $\alpha = 0.57$. (c) Idem dans le cas où $\alpha = 0.7$. Les échelles de couleurs sont différentes dans les deux cas.

$\Phi_1(n\omega_0, \boldsymbol{r}) - \Phi_0(n\omega_0, \boldsymbol{r}) \geq 0$. Nous avons également montré dans cette section que la divergence du faisceau harmonique dépend de $\partial^2\Phi(n\omega_0, \boldsymbol{r})/\partial r^2$. Si on suppose que $\Phi(n\omega_0, \boldsymbol{r}) = A_n \ln[E_0^2(r)]$ (voir la sous-section 9.2.1), on peut calculer cette divergence pour différentes valeurs de A_n et ainsi déterminer k. Ceci est illustré par la figure 9.17 sur laquelle on a tracé 3 figures d'interférences, obtenues pour trois valeurs de A_n. On voit que seul un déphasage $0 < \Delta\Phi_n(\alpha) < 2\pi$, permet de reproduire à la fois le contraste des franges et la divergence du faisceau harmonique observés sur la figure 9.13.c. Ainsi, en mesurant R_ω et cette divergence on peut déterminer sans ambiguïté $\Delta\Phi_n(\alpha)$.

Les résultats obtenus pour les harmoniques 11 à 13 et 5 valeurs de α sont représentés sur la figure 9.18.a. On voit que le déphasage varie entre $\Delta\Phi \approx \pi$ pour $\alpha = 0.57$ et $\Delta\Phi \lesssim \pi/2$ pour $\alpha = 0.74$. Cette mesure nous permet de déterminer A_n et d'obtenir ainsi une estimation de $\Delta\Phi_n(\alpha) = -0.37n\ln(\alpha)\, rad$. Pour une impulsion gaussienne de $60fs$ à mi-hauteur, ceci correspond à un paramètre de dérive de fréquence de $-1.7n \times 10^{-4} PHzfs^{-1}$, ce qui est du même ordre de grandeur que l'estimation effectuée dans la section 9.1.1 ($\alpha_n = -7n10^{-4} PHzfs^{-1}$). On remarque, en accord avec l'étude menée dans cette section, que $\Delta\Phi_n$ est proportionnel à l'ordre harmonique.

Cette phase linéaire se traduit dans le domaine temporel par un décalage de $\tau = \Delta\Phi_n/n\omega_L$ (voir la section 2.3). Ainsi les trains d'impulsions attosecondes normalisés $E^0_{as}(t)$, $E^1_{as}(t)$ générés par les taches centrales et latérales sont identiques et simplement décalés en temps de τ, soit $E^0_{as}(t) = E^1_{as}(t+\tau)$. La figure 9.18.b montre que ce délai augmente, comme attendu, lorsque α diminue. Il faut noter que les délais mesurés sont inférieurs à $100as$: cette excellente précision provient du fait que le contraste des franges à $|\boldsymbol{k}_\omega|$ passe de 0 à son maximum pour un déphasage de l'harmonique n de seulement $\pi/2$, ce qui correspond à un décalage temporel de $T_L/4n = 60as$ pour l'harmonique 11.

Ces délais sont comparés sur la figure 9.18.b, avec des résultats issus de simula-

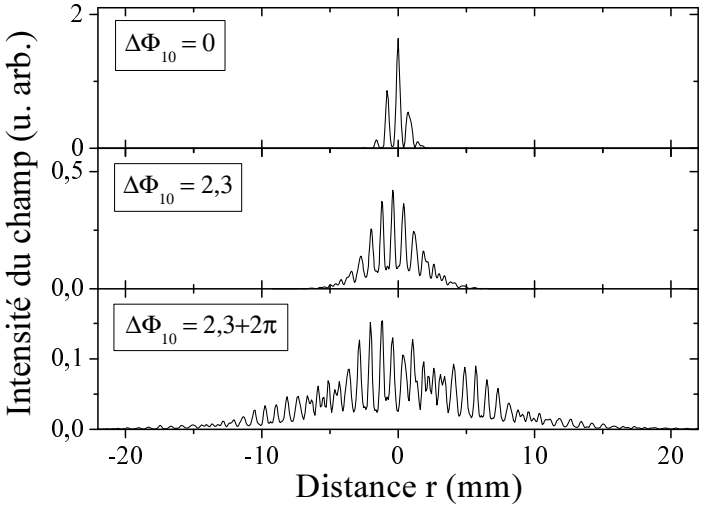


Fig. 9.17: Figures d'interférences calculées pour des phases harmoniques de différentes amplitudes et la superposition des harmoniques 9 et 10. En (b), on retrouve la courbe théorique tracée sur la figure 9.13.d.

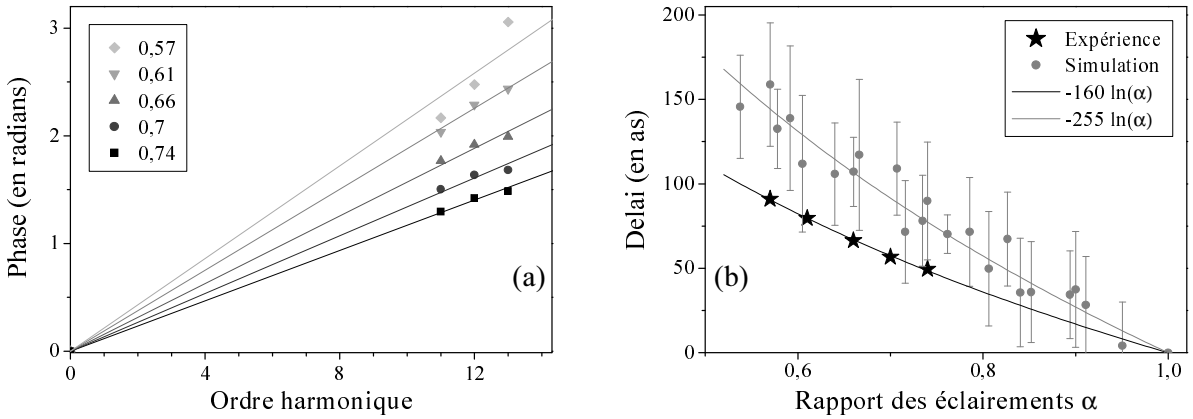


Fig. 9.18: Mesure expérimentale de la phase harmonique. (a) Variation du déphasage $\Delta\Phi_n$ avec l'ordre harmonique pour 5 valeurs de α. Chaque point correspond à une moyenne sur 5 tirs. L'incertitude est d'environ 10%. (b) Délai entre les impulsions attosecondes générées sur la tache centrale et les taches latérales, en fonction de α. Ces résultats sont comparés avec les délais calculés à partir de simulations particulaires effectuées pour des conditions d'éclairements comparables. Dans ce cas, les barres d'erreurs sont dues aux fluctuations du délai durant les simulations. Les deux courbes de tendance sont de la forme $A'ln(\alpha)$ avec dans le cas des points expérimentaux : $A' = -160as = -(0.37/2\pi) \times 2.66fs$.

tions particulaires. On observe que l'évolution de τ avec α est similaire sur les deux courbes, mais que les valeurs simulées sont presque 1.6 fois plus grandes que les valeurs expérimentales. On pourrait penser que cet écart provient d'une erreur systématique sur les données expérimentales. Mais si le délai expérimental était 1.6 fois plus grand que celui que nous avons mesuré, le déphasage de l'harmonique 13 passerait de 2.4 rad à 4.6 $rad \approx 5\pi/2$ quand α est réduit de 0.74 à 0.57. On devrait alors observer une diminution du contraste à partir de $\alpha = 0.68$ et un minimum en $\alpha = 0.57$ ce qui est précisément le contraire de ce qui se produit. L'écart entre les points expérimentaux et numériques provient donc probablement d'une surestimation des délais extraits des simulations. Plusieurs raisons peuvent être évoquées pour expliquer cette erreur. Une des principales est que les codes particulaires simulent mal l'évolution dans le temps de la forme du gradient, or nous avons montré précédemment que ce paramètre intervient dans l'expression de la phase harmonique. De façon plus générale, un code particulaire reste un modèle et si c'est un outil extrêmement puissant pour analyser les mécanismes à la base d'un phénomène physique, il n'est pas forcement adapté pour effectuer des prédictions quantitatives.

9.4 Conclusion sur la phase des harmoniques

Nous avons montré dans ce chapitre que les harmoniques générées sur miroir plasma sont émises avec une phase qui dépend de l'éclairement laser I.

Dans le cas des harmoniques de sillage, cette phase provient principalement du fait que les électrons de Brunel qui forment des pics de densité dans le plasma reviennent plus tard vers ce dernier lorsque I baisse. Dans la dernière section, nous avons illustré comment tirer parti de la cohérence de la source, pour effectuer une mesure interférométrique de cette phase. Nous avons ainsi pu étudier la dynamique des électrons de Brunel qui excitent les oscillations plasmas responsables de l'émission de sillage, avec une résolution inférieure à la centaine d'attosecondes.

Dans le cas des harmoniques relativistes, nous avons montré que cette phase provient de la déformation de la surface du plasma et qu'elle est très faible tant que l'éclairement reste modérément relativiste. Comme elle n'a pas la même origine que celle des harmoniques de sillage, la caractérisation de cette phase devrait apporter de nouvelles informations sur la dynamique des électrons à la surface du plasma. Notons que pour l'instant, cette caractérisation expérimentale n'a pas encore été effectuée.

Jusqu'à présent, nous avons exclusivement analysé l'évolution avec I de la phase d'une harmonique sans nous intéresser à la phase relative entre les différentes harmoniques. Cette étude est pourtant essentielle puisque c'est cette phase qui détermine la durée des impulsions attosecondes (voir la section 2.2). La mesure de cette phase apporterait en outre, de nouvelles informations sur la dynamique du plasma, mais elle est considérablement plus complexe à mettre en œuvre que la caractérisation de la dérive de fréquence harmonique.

10. VERS UNE CARACTÉRISATION TEMPORELLE DES IMPULSIONS ATTOSECONDES

Dans ce dernier chapitre, essentiellement prospectif, nous nous intéressons aux phases relatives entre les harmoniques. Rappelons que ce sont ces phases et la largeur totale du spectre généré qui déterminent la durée des impulsions attosecondes émises (voir la section 2.2). Nous montrerons dans une première section, que les impulsions produites par émission cohérente de sillage présentent une dérive de fréquence attoseconde. Nous présenterons ensuite une des méthodes envisagées pour mesurer la durée de ces impulsions, ainsi que quelques résultats très préliminaires.

10.1 Dérive de fréquence attoseconde de l'émission cohérente de sillage

Nous avons tracé sur le panneau gauche de la figure 10.1 un spectre d'harmoniques de sillage résolu spatialement, issu d'une simulation particulaire. Comme prévu par le modèle de l'émission cohérente de sillage (voir la section 5.3), chaque harmonique est générée au point du gradient où la densité locale est égale à la densité critique pour la fréquence considérée. Ainsi les ordres les plus bas, qui sont produits au pied du gradient, sont émis avant les ordres les plus élevés. Plus précisément, si $\Delta t_c(n_1, n_2)$ est le temps que met le pic de densité pour aller du point du gradient où $n_e = n_c(n_1\omega_L)$ au point où $n_e = n_c(n_2\omega_L)$, $\Delta t_r(n_1, n_2)$ le temps que met l'harmonique $n_2 > n_1$ pour retraverser cette distance une fois qu'elle est émise et $t_{ap}(n)$ le délai que mettent les oscillations plasmas excitées par le pic de densité avant d'émettre l'harmonique n, le délai entre les harmoniques d'ordres n_2 et n_1 est

$$\Delta t(n_1, n_2) = \Delta t_c(n_1, n_2) + \Delta t_r(n_1, n_2) + t_{ap}(n_2) - t_{ap}(n_1).$$

Si l'on suppose pour simplifier que la vitesse du pic v_p ne dépend pas de la position dans le gradient, on a $t_{ap} = const.$ et $\Delta t(n_1, n_2) = 2L(1/v_p + 1/c)\ln(n_2/n_1)$, soit $\Delta t \approx T/5$ pour $L = \lambda/50$, $v_p = c/4$ et $n_2/n_1 = 3$. Ainsi, en sélectionnant dans ces conditions les harmoniques 5 à 15, on devrait obtenir un train d'impulsions durant chacune environ $580as$, alors que si toutes les harmoniques étaient émises simultanément, ces impulsions s'étendraient sur approximativement $270as$. Ceci confirme que la connaissance de l'amplitude du spectre n'est pas suffisante pour caractériser la durée des impulsions. Cette discussion montre par ailleurs qu'une caractérisation complète du train d'impulsions permettrait de suivre l'évolution dans le temps de la forme du gradient de densité.

En régime relativiste, on s'attend à ce que toutes les harmoniques soient émises en phase (voir la section 6.2.2). On devrait donc mesurer, dans ce cas, des durées d'impulsions quasiment limitées par transformée de Fourier. Néanmoins, il a été montré que dans certaines conditions, plusieurs paquets d'électrons énergétiques émettant des harmoniques, peuvent être éjectés hors du plasma, durant chaque cycle laser [104]. La

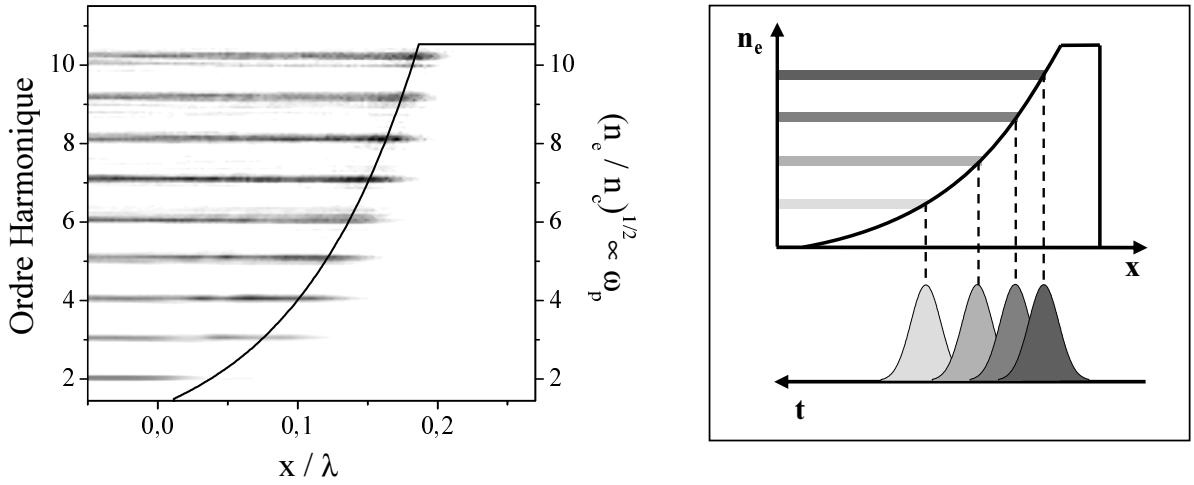


Fig. 10.1: Dérive de fréquence attoseconde de l'émission cohérente de sillage. Sur le panneau de gauche, on a représenté un spectre résolu spatialement, issu d'une simulation EUTERPE. Pour construire cette carte, on a calculé en chaque point x de l'axe $\boldsymbol{O}x$, la transformée de Fourier temporelle du champ B_z. Le spectre a été corrigé par une fonction $T(\omega)$, afin que l'on puisse observer clairement l'ensemble des harmoniques. La courbe en traits continus correspond au profil de $\omega_p(x)$. Sur le panneau de droite, on a schématisé cette situation afin de montrer que les harmoniques de sillages présentent une dérive de fréquence : les fréquences les plus basses sont en avance sur les plus élevées.

caractérisation temporelle du champ réfléchi sur une échelle sub-femtoseconde devrait donc dans ce cas également, être une source d'informations sur la dynamique attoseconde du plasma et sur les mécanismes d'accélération des électrons à sa surface.

10.2 Premiers pas vers une autocorrelation

Plusieurs méthodes permettant de mesurer les phases relatives entre les harmoniques ont été développées pour caractériser les impulsions attosecondes générées dans les gaz. On peut citer par exemple les techniques RABBIT [13, 14] et FROG CRAB [117]. Mais ces méthodes sont difficiles à mettre en œuvre dans le cas des harmoniques générées sur miroir plasma, en particulier à cause du faible taux de répétition de cette source ($< 1Hz$). Jusqu'à présent, la technique qui a été la plus sérieusement envisagée pour évaluer la durée des impulsions produites dans cette configuration est l'autocorrélation non-linéaire.

10.2.1 Principe

Le principe général d'une autocorrélation non-linéaire (autocorrélation du second ordre) est schématisé sur la figure 10.2. On peut le décomposer en trois étapes. L'impulsion à caractériser est tout d'abord divisée en deux[1], puis une des deux impulsions est décalée en temps de τ, enfin les deux impulsions sont recombinées dans un milieu

[1] Dans le cas de l'autocorrélation XUV, l'impulsion est séparée par division de front d'onde plutôt que par division d'amplitude contrairement à ce qui est schématisé sur la figure 10.2.a.

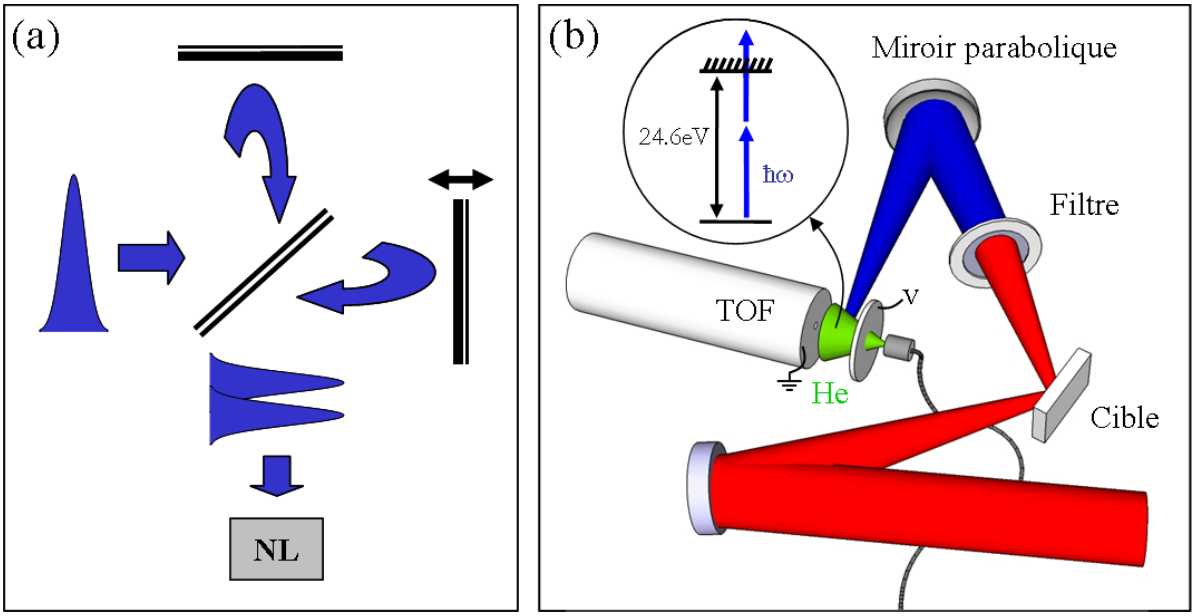


Fig. 10.2: (a) Schéma de principe d'une autocorrélation. L'impulsion à gauche est divisée en deux (dans le cas de la figure par une lame semi-réfléchissante). On introduit alors un délai entre les deux impulsions, puis on les recombine dans un milieu non-linéaire. (b) Montage expérimental utilisé pour ioniser un gaz d'hélium à partir des harmoniques générées sur miroir plasma.

non-linéaire. Le signal non-linéaire détecté en sortie de ce milieu pour différents délais, permet d'extraire la fonction $A(\tau) = \int I(t)I(t-\tau)dt$ où $I(t) = |E(t)|^2$. Notons que si l'on envoie directement les deux impulsions sur un détecteur sans qu'elles aient traversées un milieu non-linéaire, on mesure l'autocorrélation du champ $B(\tau) = \int E(t)E(t-\tau)dt$, qui ne fournit, d'après le théorème de Wiener-Khinchine, aucune information sur la phase spectrale de l'impulsion, puisque sa transformée de Fourier est $|\widetilde{E(\omega)}|^2$. La fonction d'autocorrélation du second ordre $A(\tau)$, permet elle d'évaluer la durée RMS (« Root Mean Square » de l'impulsion, en effet $\int \tau^2 A(\tau)d\tau = \iint (t-t')^2 I(t)I(t')dtdt' = 2\Delta t^2_{RMS}$. Mais le signal obtenu est toujours symétrique, et en général moyenné sur plusieurs tirs. De plus il est nécessaire de faire une hypothèse sur la forme de l'impulsion pour évaluer sa durée à mi-hauteur.

Dans le cas des impulsions XUV, une autre difficulté se rajoute : trouver un milieu non linéaire pour les fréquences considérées. Les cristaux généralement utilisés dans le domaine de la lumière visible ou du proche infrarouge sont en effet totalement absorbants aux longueurs d'ondes qui nous intéressent. La solution que nous avons retenue est d'utiliser comme effet non-linéaire l'ionisation à deux photons d'un gaz d'hélium [20]. Le potentiel d'ionisation de ce gaz étant de $I_p = 24.6eV$, cette méthode doit permettre de caractériser des impulsions de fréquences inférieures à $16.4\omega_0$ (l'énergie d'un photon à $\lambda_0 = 800nm$ est de $\hbar\omega_0 = 1.5eV$). Comme il est indispensable de maîtriser cette étape, avant de pouvoir effectuer une mesure d'autocorrélation, nous nous sommes jusqu'à présent concentrés sur la mise au point d'un montage permettant de mettre en évidence l'ionisation à deux photons de l'hélium.

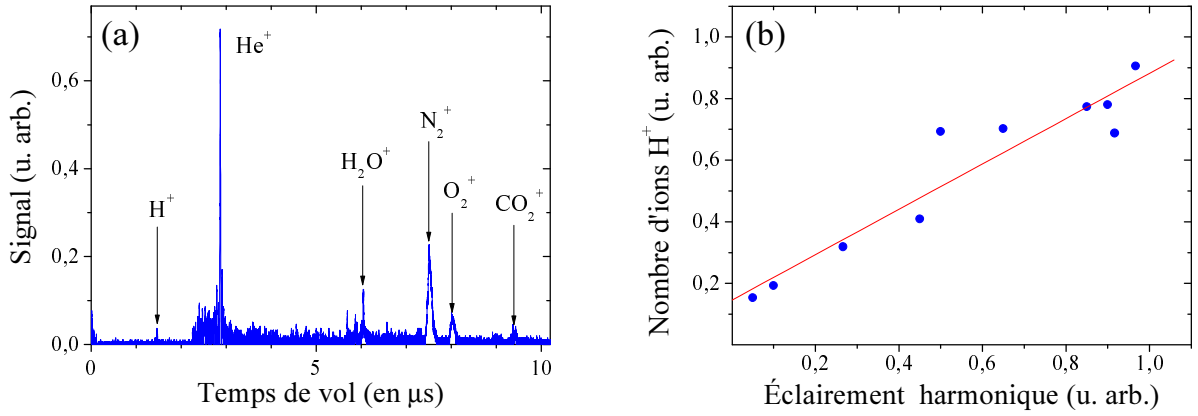


Fig. 10.3: (a) Spectre de temps de vols obtenu pour un filtre d'aluminium de $100nm$. Les espèces ioniques associées aux différents pics sont indiquées sur la courbe. (b) Variation avec l'éclairement harmonique du nombre de protons détectés.

10.2.2 Tentative d'ionisation à deux photons de l'hélium

Le montage que nous avons utilisé est schématisé sur la figure 10.2.b. Jusqu'au passage à travers le filtre, ce dispositif est identique à celui conçu pour imager le profil harmonique (voir figure 7.3 page 111). Les deux lames traitées anti-reflet à $800nm$ ne sont pas représentées afin d'alléger la figure. À la place des galettes de micro-canaux de la figure 7.3, un miroir parabolique en platine de $200mm$ de focale refocalise le faisceau harmonique avec un hors-axe de 5°, dans un jet d'hélium. Le coefficient de réflexion théorique de ce miroir varie entre 14% et 22% pour les harmoniques 10 à 16. Enfin, un spectromètre à temps de vol (TOF pour « Time of Flight ») est utilisé pour analyser les espèces ioniques produites. La zone d'accélération s'étend sur $d = 20mm$, la zone de vol sur $l = 300mm$, la tension accélératrice est de $V = 200V$ et le détecteur utilisé est un multiplicateur d'électrons de marque Photonis. Un ion de charge Z est détecté après un délai de $\sqrt{m/Ze} \times l\sqrt{1/2V}$, ainsi la mesure du temps de vol permet d'évaluer le rapport m/Z des espèces produites, ce qui est généralement suffisant pour les identifier. Notons qu'avec nos paramètres, le temps de vol d'un proton est d'environ $1.5\mu s$.

En utilisant un filtre en étain, on peut sélectionner les harmoniques 10 à 15 (voir le tableau 7.1 page 112) et ainsi s'assurer que le faisceau harmonique ne contient plus de photons assez énergétiques pour ioniser directement l'hélium. Afin de tester le bon fonctionnement de notre dispositif expérimental, nous avons néanmoins commencé par effectuer des mesures avec un filtre d'aluminium, qui en laissant passer toutes les harmoniques d'ordres élevés, permet d'ioniser à un photon l'ensemble des espèces présentes à l'entrée du spectromètre.

Dans ces conditions, nous avons obtenu le spectre de temps de vol représenté sur la figure 10.3.a. Ce graphique montre qu'en plus de l'hélium, nous avons ionisé un certain nombre de polluants résiduels, tels que de l'hydrogène, de l'eau, de l'azote, du dioxygène et du dioxyde de carbone. Sur le panneau (b) on voit que le nombre de protons ionisé augmente linéairement avec l'éclairement laser. Il en est de même pour l'ensemble des espèces détectées. Ceci montre que toutes ces espèces sont ionisées par des photons d'énergie $n\hbar\omega_0 > I_p$, ce qui est rendu possible par l'utilisation d'un filtre passe-haut (filtre d'aluminium). Nous avons observé que l'ensemble des pics disparaît, si l'on bloque

le faisceau harmonique avant qu'il ne soit refocalisé dans le jet de gaz, ou si l'on utilise un laser polarisé s de façon à ce qu'aucune harmonique d'ordre élevé ne soit générée. Ce sont donc bien les harmoniques qui ionisent les différentes espèces détectées. Enfin, nous avons vérifié en utilisant d'autres gaz (CO_2, N_2, Ar, Xe) que nous ne commettions pas d'erreurs lors de l'identification des ions produits. Ainsi nous avons prouvé le bon fonctionnement de notre système de détection.

L'étape suivante consiste à utiliser un filtre d'étain pour essayer d'observer l'ionisation à deux photons de l'hélium. Mais la totalité de nos quelques semaines d'expériences ayant été nécessaire pour arriver à maîtriser l'ensemble du dispositif expérimental, en particulier pour s'affranchir des signaux parasites et arriver à obtenir un jet d'hélium de qualité suffisante, nous n'avons pas pu tenter cette expérience. En pratique, nous n'avons pu effectuer la moindre mesure, car le dernier multiplicateur d'électrons à notre disposition a cessé de fonctionner au moment même où nous avons remplacé le filtre d'aluminium par un filtre d'étain.

En conclusion, cette étude très préliminaire nous a permis d'identifier un certain nombre de difficultés. Quelques unes ont pu être surmontées et nous avons finalement réussi à obtenir, durant notre dernière journée d'expérience, des spectres de temps de vol exploitables. Mais de nombreuses autres devront être résolues avant que l'on puisse réaliser une autocorrélation avec une précision attoseconde. On peut en particulier évoquer le problème des fluctuations tir à tir $\approx 10 - 20\%$ qui pourrait rendre toute mesure multi-coup quasiment impossible. Si nos efforts méritent d'être poursuivis pour tenter d'effectuer une autocorrélation XUV des harmoniques générées sur miroir plasma, il serait donc également intéressant d'envisager des méthodes de caractérisation monocoup. Ce type de méthode est actuellement développé dans le cadre de la thèse de Hervé George.

CONCLUSION

Nous avons montré dans ce manuscrit que deux mécanismes permettent de générer des harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma : l'émission cohérente de sillage et l'émission Doppler relativiste. Dans le cas de l'émission de sillage, les harmoniques sont émises par des oscillations électroniques, qui sont excitées par des électrons de Brunel traversant le gradient de densité à la surface du plasma. Dans le cas de l'émission relativiste, elles sont dues à l'effet Doppler périodique qui comprime temporellement le champ rayonné par les électrons arrachés de façon impulsionnelle au plasma par le laser.

Ces deux processus ont des propriétés très différentes qui permettent de les distinguer expérimentalement sans ambiguïté. Nous avons en particulier montré que l'émission de sillage produit, par rapport à l'émission relativiste, des faisceaux plus divergents, des harmoniques plus larges spectralement, des spectres moins étendus et a une efficacité de génération qui dépend moins fortement de l'éclairement laser. Il ressort de cette étude que les harmoniques relativistes ont des qualités (efficacité de conversion, largeur de spectre, faibles dérives de fréquence femtoseconde et attoseconde) qui les rendent, à priori, plus intéressantes pour des expériences d'applications. Le principal avantage de l'émission cohérente de sillage est qu'elle ne requiert pas des éclairements laser extrêmement élevés ($I \gtrsim 10^{15} W cm^{-2}$), elle pourrait donc permettre, en utilisant des faisceaux laser faiblement focalisés, d'obtenir une source XUV très énergétique et peu divergente.

D'un point de vue fondamental, l'étude de la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz, a permis, depuis une quinzaine d'années, de faire progresser très significativement la compréhension de l'interaction laser-atomes et laser-molécules [118, 119]. Les propriétés des harmoniques (intensités relatives, phases) sont en effet largement déterminées par la dynamique du milieu de génération. En mesurant les variations de ces propriétés en fonction de différents paramètres, on peut donc obtenir des informations sur le processus d'interaction et sur les atomes ou les molécules de la cible. Parmi d'autres applications, la génération d'harmoniques dans les gaz a ainsi été utilisée, pour imager les orbitales atomiques [120], ou suivre la dynamique de dissociation [121] de molécules simples.

De façon similaire, nous avons prouvé que les harmoniques générées sur miroir plasma peuvent être utilisées pour suivre la dynamique du plasma. En utilisant une méthode interférométrique, nous avons en particulier montré comment mesurer la variation du temps où les électrons de Brunel traversent le gradient de densité, avec une précision meilleure que 100 attosecondes. Ainsi, il est possible de suivre la dynamique des électrons à la surface du plasma, à l'échelle du cycle optique laser.

En effectuant une caractérisation temporelle complète des impulsions générées par émission de sillage et par émission relativiste, on s'attend à obtenir de nombreuses autres

informations sur la dynamique du plasma. Ces dernières concernent aussi bien :

- la dynamique attoseconde des électrons à la surface du plasma : propriétés des électrons éjectés hors du plasma, temps et vitesse de retour dans le plasma de ces électrons, etc...
- que la dynamique du plasma à l'échelle de l'impulsion laser : mouvements « lents » de la surface, évolution de la forme du gradient, etc..

Quelques exemples de renseignements que l'on pourrait obtenir, sont répertoriés dans le tableau ci-dessous. Dans chaque cas, le mécanisme à étudier et les quantités à mesurer sont précisées.

Mécanisme	Information	Quantités à mesurer
Émission de sillage	Forme du gradient de densité	Dérive de fréquence des impulsions attosecondes
	Évolution du gradient	Caractérisation complète du train d'impulsions
	Variations du temps de retour des électrons de Brunel	Variation dans le temps de la phase harmonique
	Temps de retour des électrons de Brunel	Délai entre les impulsions attosecondes et une phase donnée du laser
Émission relativiste	Mouvement moyen de la surface du plasma	Variation dans le temps de la phase harmonique
	Vitesse maximale des électrons éjectés hors du plasma	Fréquence de coupure du spectre
	Instant où les électrons atteignent leur vitesse maximale dans la direction du vide	Délai entre les impulsions attosecondes et une phase donnée du laser
	Structure des jets d'électrons	Caractérisation des impulsions attosecondes

Ceci montre qu'en plus de leur intérêt en tant que sources X-XUV, les harmoniques générées sur miroir plasma ont également un bel avenir en tant que sondes de la dynamique du plasma.

ANNEXE

A. CONDITIONS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Toutes les simulations ont été effectuées pour des températures initiales de $500eV$ pour les électrons et de $100eV$ pour les ions. Sauf mention contraire, l'angle d'incidence est de 45°. Dans les simulations EUTERPE le pas spatial est de $\Delta x = 1 \times 10^{-2}\lambda_0/2\pi$ et le pas temporel de $\Delta t = 7.07 \times 10^{-3}\omega_0^{-1}$, où λ_0 et ω_0 sont la longueur d'onde et la fréquence du laser. Dans celles réalisées avec CALDER, on a $\Delta x = 7.4 \times 10^{-3}\lambda_0/2\pi$ et $\Delta t = 5 \times 10^{-3}\omega_0^{-1}$. L'impulsion laser est une arche de sinus dont la durée totale exprimée en période laser est ΔT. Les autres paramètres correspondants aux différentes simulations effectuées sont indiquées dans le tableau suivant, où I_0 est l'éclairement laser, n_e la densité électronique du plasma homogène et L la longueur caractéristique du gradient de densité exponentiel. Si rien n'est précisé, les simulations CALDER sont effectuées pour une onde plane (voir la section 3.2.2).

[1] Il n' y a pas de faisceau laser dans cette simulation.

[2] Dans cette simulation la cible est une feuille mince d'épaisseur $\lambda/10$. La longueur du gradient en face arrière est de $\lambda/100$.

[3] Dans cette simulation, il n'y a pas de laser et le plasma est une feuille mince d'épaisseur $\lambda/16$. La longueur des gradients en face avant et en face arrière est de $\lambda/10$.

[4] Il s'agit d'une simulation $2D$ avec résolution de la tache focale. Le diamètre du waist à mi-hauteur est de $\approx 5\lambda$. Le spectre présenté a été intégré spatialement.

[5] Les courbes représentées sur cette figure ont été obtenues pour trois couples (I_0, L) différents, ainsi trois lignes du tableau sont consacrées à cette figure.

[6] Il s'agit d'une simulation $2D$ avec résolution de la tache focale. Le diamètre du waist à mi-hauteur est de $\approx 5\lambda$.

Figure	Code	$I_0\lambda^2$ $(Wcm^{-2}\mu m^2)$	n_e/n_c	L/λ_0	Ions mob.	$\Delta T/T_0$
1.5	EUT.	1.2×10^{17}	50	0	NON	20
1.7	EUT.	1.2×10^{17}	50	1/50	NON	20
4.2	EUT.	4×10^{17}	90	1/50	NON	20
5.2 à 5.8	EUT.	5.5×10^{16}	225	1/60	NON	20
5.9	EUT.	var.	225	1/60	NON	20
5.10	EUT.	5.5×10^{16}	225	1/60	NON	20
5.11[1]	EUT.		200	1/60	NON	
5.12[1]	EUT.		200	var.	NON	
5.13[1]	EUT.		200	1/60	NON	
5.15	CAL.	5.5×10^{16}	220	1/25	NON	12
5.16	EUT.	1.0×10^{17}	120	1/40	NON	20
5.17 et 5.18	EUT.	5.5×10^{16}	225	1/60	NON	20
5.19	CAL.	5.5×10^{16}	220	1/25	NON	12
5.23	EUT.	var.	225	1/60	NON	20
5.24	CAL.	5.5×10^{16}	110	var.	NON	35
5.25	EUT.	var.	225	1/50	NON	20
5.27[2]	EUT.	3.4×10^{17}	110	1/50	OUI	33
5.28[3]	EUT.		200	1/10	NON	
6.4	EUT.	2.2×10^{19}	225	1/20	NON	20
6.6	EUT.	1.3×10^{18}	6	1/20	NON	20
6.7	EUT.	var.	225	1/20	NON	20
6.8 et 6.9	EUT.	2.2×10^{19}	225	1/20	NON	20
6.10	EUT.	var.	225	1/20	NON	20
6.11	EUT.	2.2×10^{19}	225	var.	NON	20
6.12	EUT.	var.	225	1/20	NON	20
6.13.a	EUT.	3.4×10^{21}	220	1/25	var.	35
6.13.b	EUT.	var.	225	1/20	NON	20
8.2[4]	CAL.	$5.5 \times 10^{16} - 10^{18}$	110	0	OUI	9.5
9.1[5]	CAL.	5.5×10^{16}	110	1/100	NON	35
9.1	CAL.	5.5×10^{18}	110	1/30	NON	35
9.1	EUT.	2.2×10^{22}	110	1/10	NON	35
9.2[5]	CAL.	5.5×10^{16}	110	0	OUI	35
9.2	CAL.	5.5×10^{18}	110	0	OUI	35
9.2	EUT.	2.2×10^{22}	110	0	OUI	35
9.4[6]	CAL.	4×10^{18}	110	1/50	NON	5.5
9.6	EUT.	$3.5 - 12 \times 10^{16}$	50	1/60	NON	35
9.8.a-b	CAL.	5.5×10^{16}	110	var.	NON	35
9.8.c-d	CAL.	var.	110	1/30	NON	35
9.11	EUT.	$2.5 - 5.5 \times 10^{18}$	50	1/30	NON	35
9.10	EUT.	$5.5 - 22 \times 10^{16}$	225	1/60	NON	20
9.12	EUT.	2.2×10^{22}	110	0	OUI	35
9.18.b	EUT.	var.	225	1/60	OUI	20
10.1	EUT.	5.5×10^{16}	110	1/30	NON	20
B.1	EUT.	5.5×10^{16}	225	var.	NON	20

B. INFLUENCE DE LA FORME DU GRADIENT SUR L'ÉMISSION COHÉRENTE DE SILLAGE

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré que le gradient entre le vide et le plasma était exponentiel. Si expérimentalement on peut s'attendre à avoir des gradients de cette forme (au moins une partie du gradient), on peut se demander si d'autres formes de gradient ne permettraient pas d'améliorer l'efficacité de la génération d'harmoniques. Nous négligerons pour cette discussion l'influence des propriétés du gradient sur l'effet Brunel, et nous ferons également l'hypothèse habituelle que le plasma ne rétroagit pas sur les pics de densité. Sous ces conditions l'influence de la forme du gradient sur le signal à ω est entièrement décrite par l'évolution de η avec $m = f(L)$ (voir les notations du chapitre 5) et par la variation de l'amplitude N des pics de densité, au point où $\omega_p(x) = \omega$.

Commençons par envisager le cas d'un gradient linéaire de la forme $\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2 x/L$. En tout point x_0, ce gradient est équivalent à $\omega_p^2(x) = \omega_p^2(x_0)x/L_{eq}(x_0)$ avec $L_{eq}(x_0) = (\omega_p^2(x_0)/\omega_{p0}^2)L$. Comme pour un angle θ de 45°le coefficient de conversion est maximal pour $k_0 = \omega_p(x_0)/c = 1/L_{eq}(x_0)$, un gradient linéaire de longueur L est optimum pour une fréquence $\omega_{opt} = \omega_p(x_{opt}) = (c/L)(\omega_{p0}^2/\omega_p^2(x_{opt}))$ soit $\omega_{opt} = (\omega_{p0}^2 c/L)^{1/3}$. Voyons maintenant comment ces prédictions s'accordent avec les résultats numériques de la figure B.1, sur laquelle on peut comparer le spectre obtenu pour un gradient linéaire de longueur $L = \lambda/11$ (panneau b) avec le spectre produit par un gradient exponentiel de longueur caractéristique $L = \lambda/60$ (panneau a). Dans cette simulation, on a $\omega_{p0} = 15\omega_0$ et donc $\omega_{opt} = (\omega_{p0}^2 c/L)^{1/3} = (11 \times 15^2\omega_0^3/2\pi)^{1/3} = 7.2\omega_0$. Cette valeur est significativement différente de celle relevée sur la figure B.1.b, où le signal est maximal autour de l'harmonique 9. Ceci peut s'expliquer en s'intéressant aux variations de N dans le gradient. Sur l'encart supérieur du panneau (b), on a tracé une droite symbolisant le point du plasma où l'amplitude des pics de densité est maximale. Ce point correspond à une densité de $9n_c$ dans le cas du plasma exponentiel et de $90n_c$ dans celui du plasma linéaire. Ainsi N est maximal pour l'harmonique 3 sur le panneau (a) et pour l'harmonique 9.5 sur le panneau (b), ce qui nous permet d'expliquer les maxima observés.

Mais ce n'est pas suffisant pour analyser complètement la forme du spectre, en particulier la décroissance rapide du signal autour de l'optimum dans le cas du gradient linéaire. Ce phénomène que l'on observe toujours avec des gradients linéaires peut se comprendre en regardant le panneau (d) de la figure B.1 où est tracée la fonction η^2 pour les deux gradients considérés. Dans le cas du gradient exponentiel $m \propto (\omega L_{eq}/c)^{2/3}$ varie en $\omega^{2/3}$ alors que dans celui du gradient linéaire ce facteur varie comme ω^2. η varie donc beaucoup plus rapidement avec la fréquence, dans le cas du gradient linéaire. Ainsi, les gradients linéaires ne permettent de générer que quelques harmoniques. Notons que si le point du gradient où N est maximal ne correspond pas approximativement au point où la longueur de gradient est optimale, le signal est extrêmement faible pour toutes les

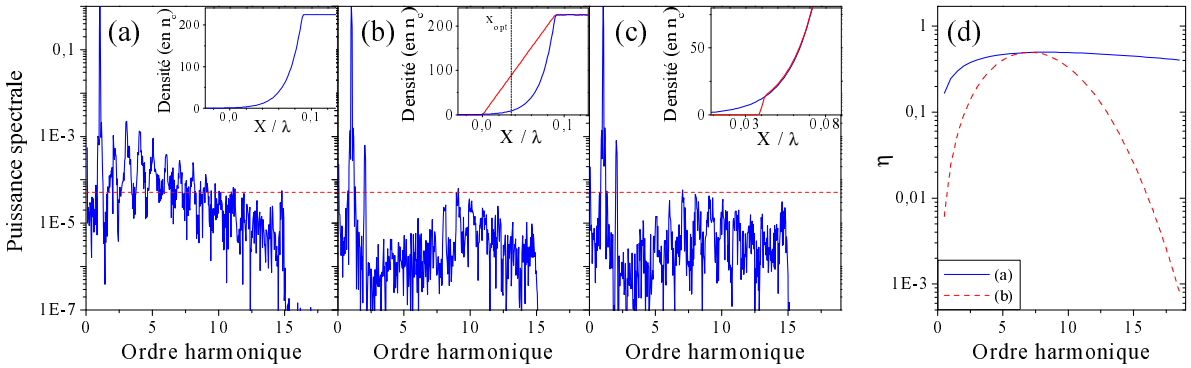


Fig. B.1: Génération d'harmoniques de sillages sur des gradients de formes diverses. (a) Gradient exponentiel avec $L = \lambda/60$. (b) Gradient linéaire de la forme $n_e = 225 n_c x/L$,avec $L = \lambda/11$. (c) Gradient exponentiel de (a) tronqué en $n_e = 13 n_c$. Les profils des gradients sont tracés en encart, superposés sur le profil exponentiel de (a). Les traits pointillés rouges sont des guides visuels. (d) Fonctions η calculées pour les gradients exponentiel et linéaire.

harmoniques.

Afin de discriminer entre les effets des variations de N et de celles de η, on a tracé sur le panneau (c), le spectre correspondant à un gradient exponentiel de même longueur caractéristique qu'en (a) tronqué en $n_e = 13 n_c$. Ce traitement permet de déplacer le point où l'amplitude des pics de densité est maximale sans modifier le coefficient η. Ainsi le point x_{opt} introduit dans l'encart de (b) se retrouve en (c) au niveau de l'harmonique ≈ 9 et on observe bien un maximum autour des harmoniques 7 à 10 sur le spectre. Mais le signal décroît moins vite de parts et autres du maximum dans ce cas que dans celui du gradient linéaire ce qui s'explique par les variations de η observées sur le panneau (d). Si l'on note bien l'absence de l'harmonique 3 qui ne peut plus être générée dans le gradient, on voit que l'harmonique 2 est elle toujours présente, on peut même remarquer que son amplitude dépend peu de la forme du gradient, c'est une très forte indication qu'elle est produite par un autre mécanisme que l'émission cohérente de sillage.

Un dernier argument peut être utilisé pour expliquer la forme des spectres exponentiels, l'allongement de la zone d'interaction quand L augmente. Le modèle de couplage que nous utilisons ne décrit en effet que le couplage entre une onde plasma et une onde électromagnétique, or dans notre cas nous avons des oscillations plasma tout le long du gradient. Par suite, la forme et la longueur du gradient influent sur l'étendue de la zone où $\omega_p(x) \approx n\omega_0$ et donc sur l'intensité des différentes harmoniques. Ceci peut contribuer à expliquer les signaux élevés obtenus pour les harmoniques basses en (a) où η est maximal pour l'harmonique 9.5.

C. PRINCIPALES PUBLICATIONS

Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas

F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, and Ph. Martin
Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/DRECAM, CEN Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France

J.-P. Geindre and P. Audebert
Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR 7605-CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Paris VI, F91128 Palaiseau, France

(Received 9 January 2006; published 30 March 2006)

We present a new mechanism for high-order harmonic generation by reflection of a laser beam from an overdense plasma, efficient even at moderate laser intensities (down to $I\lambda^2 \approx 4 \times 10^{15}$ W cm^{-2} μm^2). In this mechanism, a transient phase matching between the electromagnetic field and plasma oscillations within a density gradient leads to the emission of harmonics up to the plasma frequency. These plasma oscillations are periodically excited in the wake of attosecond electron bunches which sweep across the density gradient. This process leads to a train of unevenly spaced chirped attosecond pulses and, hence, to broadened and chirped harmonics. This last effect is confirmed experimentally.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.125004 PACS numbers: 52.38.Kd, 42.65.Ky

High-order harmonic generation (HHG) by reflection of an intense laser beam from an overdense plasma has been observed with very different types of lasers, from nanosecond CO_2 lasers to picosecond (ps) Nd-glass and femtosecond (fs) Ti-Sa lasers ([1–6], and references therein). Two strong motivations drive these studies. First, this is a possible path to generate energetic subpicosecond short-wavelength light pulses, which are of high interest for many research fields. Second, studying the properties of these harmonics should provide new insight into the dynamics of high-intensity laser-plasma interaction and, in particular, into the collective-absorption mechanisms leading to energetic electrons, which play a crucial role in effects such as incoherent x-ray emission, or ion acceleration from thin foils.

Most experiments on HHG from plasmas have so far been performed in, or very close to, the so-called relativistic intensity regime $I\lambda^2 > 1.37 \times 10^{18}$ W cm^{-2} μm^2, where the quiver motion of electrons in the laser field is relativistic. In this regime, the most common interpretation for the short-pulse experiments is provided by the oscillating mirror (OM) model [7,8]: The intense laser field drives a relativistic oscillation of the plasma surface, which in turn gives rise to a periodic phase modulation of the reflected beam and, hence, to the generation of harmonics of the incident frequency.

In this Letter, we demonstrate both theoretically and experimentally that harmonics up to the plasma frequency of the target can also be generated through a totally different mechanism, which we call coherent wake emission (CWE), efficient well below the relativistic regime. This mechanism is associated with plasma-wake oscillations in a density gradient and turns out to be a remarkably universal source of radiation in plasmas; the same process has recently been identified as a way to generate intense terahertz (THz) pulses in inhomogeneous underdense plasmas excited by a laser wake [9]. In the present case, CWE is driven by energetic electron bunches generated around the critical density and which sweep across the overdense plasma. The periodic repetition of this mechanism, every optical cycle, leads to a train of attosecond (asec) pulses and, thus, to a spectrum consisting of harmonics of the incident laser frequency and extending up to the extreme ultraviolet. The importance of plasma oscillations excited by fast electrons has been pointed out recently in the context of HHG from the rear side of thin foils [10].

Our study was motivated by a striking experimental fact. Focusing a few millijoules from a 50 fs 800 nm 1 TW Ti-Sa laser (LUCA laser, Saclay Laser Interaction Center) on a fused silica target, at 45° incidence and in p polarization, we observed harmonics in the specularly reflected beam up to orders 16–18 [Fig. 1(a)], even for intensities down to $I\lambda^2 = 4 \times 10^{15}$ W cm^{-2} μm^2. In this intensity range, more than 2 orders of magnitude below the relativistic interaction regime, the OM mechanism has an extremely low efficiency [8] and is, thus, very unlikely to be responsible for such high-order harmonics.

We have measured the intensities of harmonics 12–14 as a function of the laser intensity between $I\lambda^2 = 4 \times 10^{15}$ and 2×10^{16} W cm^{-2} μm^2. The evolution of their efficiencies is presented in Fig. 1(b), which shows two essential features. First, these efficiencies vary very weakly with laser intensity ($\approx I^{0.4}$). Second, this intensity dependence is almost the same for all harmonics, which means that the harmonic spectrum hardly changes with intensity. Both observations are in contradiction with the OM mechanism [2,3,5], which predicts a highly nonlinear behavior in this intensity range. This definitely excludes this process in interpreting our observations.

To identify the generation mechanism, we have used the $1\frac{1}{2}$-D relativistic particle-in-cell (PIC) code EUTERPE [11]. When simulating the interaction of a laser pulse at

 © 2006 The American Physical Society

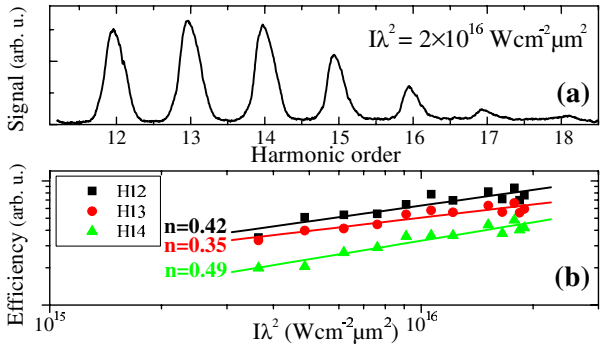


FIG. 1 (color online). (a) Typical raw harmonic spectrum; (b) conversion efficiency I_N/I_0 for harmonics 12–14 as a function of laser intensity. The solid lines are power-law fits, which exponents are given on the graph.

10^{16}–10^{17} W cm^{-2} μm^2 with a plasma of maximum density n_s, all harmonics up to the plasma frequency $\omega_p^s = (n_s e^2/m\epsilon_0)^{0.5}$ are observed in the spectrum of the reflected beam, leading to a maximum harmonic order $N_{\max} = (n_s/n_c)^{0.5}$, where n_c is the critical density for the laser wavelength λ. At these intensities, n_s is typically a few hundreds of n_c, and harmonic orders above 10 are therefore obtained, as in our experiment. Importantly, this HHG signal is obtained in the simulations only for oblique incidence and p polarization, as observed experimentally. Besides, it occurs only when a short density gradient is present at the surface of the plasma, with a typical scale length L between $\lambda/50$ and $\lambda/15$ at the intensities considered here. In the experiment, such a gradient most likely develops during the few ps preceding the main pulse, due to the rather high pedestal of the LUCA laser on the ps time scale ($\approx 10^{-4}$ at 5 ps and $\approx 10^{-3}$ at 1 ps).

We now analyze in detail the results of the PIC simulations to get a physical understanding of the generation mechanism. We first specifically choose the parameters of the simulation (e.g., the laser intensity) to show that, even close to the relativistic regime, the OM mechanism is clearly not the only process leading to harmonic emission. Figure 2 shows a plot of the electronic density along the target normal x, as a function of time. Also shown on this graph is the envelope of the magnetic field B_z corresponding to the superposition of harmonics 5–9, obtained by spectrally filtering $B_z(t)$ at each point of the spatial grid.

The emission of two separated asec pulses every optical cycle is observed on this graph. One of these pulses clearly originates from the laser-driven oscillations of the critical density surface; this corresponds to the OM generation process. The other asec pulse is generated in a much denser part of the plasma, where the laser pulse does not penetrate, and has to be attributed to a different mechanism. We note that the time spacing between these two pulses is not fixed and depends on the physical parameters. At lower intensities, such as those used in our experiment, the OM contribution becomes absolutely negligible, and the HHG signal is largely dominated by this second class of asec pulses. In this regime, a detailed analysis shows that the Nth harmonic is generated in the density gradient, around the point x where the local plasma frequency $\omega_p(x)$ is of the order of the harmonic frequency. This suggests that plasma oscillations play a crucial role in the generation of these asec pulses and raises two questions. (i) How are these high-frequency plasma oscillations excited? (ii) How do they emit a single asec pulse every optical cycle?

Our simulations reveal that plasma oscillations are induced in the wake of energetic *bunches* of electrons, consistent with Ref. [10]. The formation of these bunches is observed to occur around $n(x) = 4n_c$ and around a given phase within each optical cycle. In Fig. 2, we intentionally used a thin plasma foil, so that these bunches can be observed when they exit the plasma at the rear side of the foil (white arrows). This reveals that their duration is very small, typically on the hundred asec time scale. These short bunches impulsively excite plasma oscillations all along the gradient. Their density and the amplitude of the induced plasma-wake oscillations are typically of the order of n_c.

The mechanism for the formation of these electron bunches can also be inferred from the PIC simulations. Since the laser is p polarized, and we are in a regime where the quiver velocity in the laser field $v_{\rm osc}$ is such that $v_{\rm osc}/c \gtrsim 2\pi L/\lambda$, some electrons are accelerated in the underdense part of the plasma by vacuum heating [12]. As can be seen in Figs. 1(c)–1(d) in Ref. [12], a portion of these energetic electrons naturally bunches temporally as it penetrates the overdense part of the plasma. In our simulations, this bunching is observed to occur in the density gradient, leading to the efficient excitation of plasma oscillations therein.

We now use a simple analytical model, analogous to the one used in Ref. [9] for THz pulses, to show how these plasma-wake oscillations in a density gradient can emit bursts of light. We focus on what occurs during a single

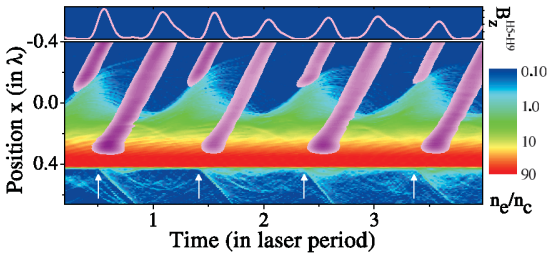


FIG. 2 (color). Electronic density in log scale and intensity of the generated asec pulses (purple color scale). The calculation was performed with an angle of incidence $\theta = 45°$, $n_s = 80n_c$, $L = \lambda/15$, a foil thickness $d = \lambda/15$, and a constant intensity of 4×10^{17} W cm^{-2} μm^2. The incident laser field propagates from negative to positive x. The upper panel shows the temporal profile of the asec pulses at $x = -0.4\lambda$.

optical cycle of the laser and assume for simplicity that the energetic electrons propagate along the target normal, with a constant velocity $v < c$. An electron bunch, originating from $(0, y)$, then reaches the point (x, y) in the plasma at time $t_0 = y\sin\theta/c + x/v$. This equation defines a line (or a plane in 3D), corresponding to a density wave constituted of the energetic electrons, that sweeps along the target surface with the same phase velocity $c/\sin\theta$ as the laser field and along the target normal with the velocity v of the individual electrons. This density wave, sketched in Fig. 3(a), triggers plasma oscillations in its wake, starting at $t = t_0(x, y)$ for any point (x, y). In an exponential density gradient, where $n(x) \propto \exp(x/L)$ for $n \leq n_s$, the phase $\phi(x, y, t)$ of the resulting plasma-wake oscillations is thus given by

$$\phi(x, y, t) = \omega_p(x)[t - t_0] \propto e^{x/2L}[t - t_0(x, y)]. \quad (1)$$

Figure 3(a) shows the wave fronts of the resulting wakefield, at a given t. The wave vector of these plasma oscillations $\mathbf{k} = -\nabla\phi$ is a function of time and space, which is easily calculated using Eq. (1). This calculation shows that k_x cancels along a line given at time t by $y\sin\theta/c + x/v + 2L/v = t$. This line, also shown in Fig. 3(a) (dashed line), is parallel to the density wave but shifted in time by $2L/v$.

Along this line, the wave vector of the plasma-wake oscillations is $\mathbf{k} = (0, \omega_p(x)\sin\theta/c)$: This is precisely the *local* wave vector, around its turning point, of a light wave with frequency $\omega_p(x)$, emerging from the density gradient with an angle θ [13]. This local phase matching between the plasma oscillations and the electromagnetic waves leads to a light emission localized along this line, due to the associated stationary-phase point in the spatial integral giving the electromagnetic field emitted by the plasma. This is the CWE process. The emitted wave is then refracted as it propagates down the density gradient and eventually emerges at an angle θ from the target normal, i.e., in the specular reflection direction.

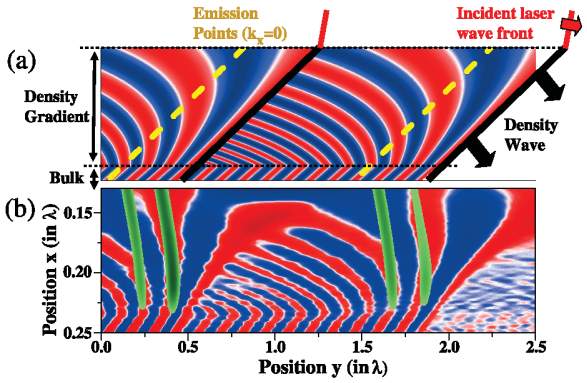


FIG. 3 (color). (a) Density wave sweeping across the density gradient and wave fronts of the resulting plasma-wake oscillations [i.e., contour lines of $\cos\phi(x, y)$]. (b) Wave fronts of E_x (blue and red) and of the frequency-filtered B_z (green), obtained from the PIC code for $I\lambda^2 = 10^{17}$ W cm^{-2} μm^2, $L = \lambda/40$, $\theta = 45°$, $n_s = 180n_c$.

More qualitatively, Fig. 3(a) shows that this emission line corresponds to the points where the wave fronts of the plasma oscillations bend and change direction. This bending occurs because plasma oscillations with increasing frequencies are excited at later times t_0 [i.e., in Eq. (1), ω_p increases with x, while $(t - t_0)$ decreases]. Physically, this is simply due to the electron bunch coming from the low density part of the gradient: The wave front bending, thus, directly derives from the geometry of the interaction and is bound to occur whatever the exact shape of the density gradient.

At the intensities considered in this Letter, v is of the order of a few $10^{-1}c$. It therefore takes the electron bunch a fraction of the laser optical cycle to cross the density gradient. CWE then occurs at a given delay $2L/v$ after the electron bunch has passed and lasts only for about one plasma oscillation period at each x; light is, hence, emitted in the form of asec pulses. Because the different frequencies making up this pulse are generated at different points along the gradient, this asec pulse is chirped, just like the THz pulses emitted by CWE in underdense plasmas [9].

Figure 3(b) now shows the results of a PIC simulation over a little more than one wavelength of the laser field along the plasma surface. Instead of plotting the density as in Fig. 2, we plot the electric field E_x, which enables us to visualize the plasma oscillations with much less noise. The wave fronts of the magnetic field B_z associated to harmonics 7–13 are also shown: They clearly originate from the points where the wave fronts of the plasma oscillations bend. This fact, as well as the absolutely striking analogy between Figs. 3(a) and 3(b), unambiguously demonstrates that the asec pulses seen in the PIC code results are indeed generated by CWE.

CWE is a *linear* conversion process, which can to a certain extent be considered as the temporal reversal of resonance absorption [9]. Besides, the amplitude of the plasma-wake oscillations leading to CWE scales linearly with the charge of the driving electron bunches. In vacuum heating, this charge also scales linearly with the amplitude of the laser electric field. Within its range of validity, this generation mechanism thus has an essentially constant efficiency with laser intensity. In the PIC code results, it is typically of the order of 10^{-3}–10^{-4} for harmonic 10. The weak variations observed experimentally [Fig. 1(b)] are most likely due to variations in the gradient scale length or ionization state of the plasma.

We now consider the temporal structure of the fs train of asec pulses generated during the whole laser pulse. According to the previous model, the time delay between the formation of the electron bunch at $n \approx 4n_c$ and the subsequent generation of an asec pulse of central frequency ω_N, occurring around $x_N = L\ln(\omega_N^2/4\omega_L^2)$, is given by $\beta L/v$, with $\beta = 2 + x_N/L$ and ω_L the laser angular fre-

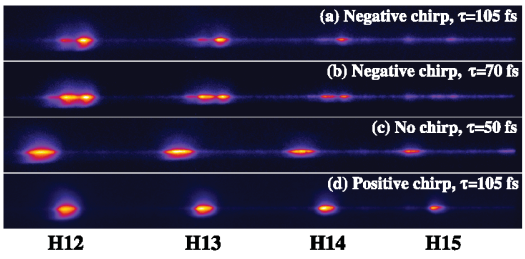


FIG. 4 (color). Normalized experimental spectral profiles of harmonics 12–15 for different chirps of the incident laser pulse. The laser energy was kept constant and corresponds to $I\lambda^2 = 3 \times 10^{16}$ W cm^{-2} μm^2 for a 50 fs pulse.

quency. Three factors can, thus, affect the emission time of the asec pulse: The phase of the laser field at the time of creation of the electron bunch, the gradient scale length L, and the electron velocity v. PIC simulations suggest that the first two factors change very little during the laser pulse. Neglecting their variations, and assuming that v varies as $v(t) \approx v_0(1 - t^2/\tau^2)$ around the pulse maximum, the time spacing between successive asec pulses is then given within the analytical model by $\Delta t = T_L[1 + 2\beta L t/v_0\tau^2]$. Hence, due to the changes in intensity during the fs laser pulse, this time spacing linearly increases during the laser pulse, in remarkable analogy with what occurs for HHG in gases [14].

Such an increasing time spacing results in a negative contribution to the chirp (i.e., blue precedes red) of the individual harmonics in the train spectrum [14], given for harmonic N by $d\omega_N/dt = -2\omega_N\beta L/v_0\tau^2$. We have, therefore, used the PIC code to calculate the chirp of the 7th harmonic generated by a 40 fs 800 nm laser pulse with $L = \lambda/30$, $n_s = 180n_c$, and $I\lambda^2 = 10^{17}$ W cm^{-2} μm^2, and indeed obtained a negative chirp $d\omega_N/dt = -0.02$ PHz/fs. This is in excellent agreement with the value obtained from the previous formula, using the velocity $v_0 = c/3$ provided by the PIC code results.

As already demonstrated for HHG in gases [15], such a negative chirp of the individual harmonics can be compensated by using a laser pulse with a positive chirp $d\omega_L/dt$ for the generation, such that $Nd\omega_L/dt \approx -d\omega_N/dt$. Spectrally, this compensation, either complete or partial, leads to a narrowing of the harmonics. To test the above predictions experimentally, we have therefore measured HHG spectra for different chirps of the incident pulse (Fig. 4): Compared to the Fourier-transform limited case [Fig. 4(c)], a clear narrowing of the harmonic peaks occurs for the positive chirp [Fig. 4(d)], while the harmonics are even broader for a negative chirp of the same magnitude [Fig. 4(a)]. Spectral shifts are also observed: Although this can be expected, they are difficult to predict quantitatively, since they depend on how the density gradient and its temporal dynamics evolve with the pulse duration and intensity. From these results, the chirp of these harmonics can be estimated to be of the order of 10^{-2} PHz/fs for a 50 fs laser pulse at 3×10^{16} W cm^{-2} μm^2. Both the sign and the order of magnitude of this chirp are consistent with the results of the PIC simulations. This is strong evidence that the harmonics observed in our experiment are indeed produced by the CWE mechanism, triggered by laser-generated asec electron bunches.

In conclusion, we have demonstrated theoretically and experimentally that high-order harmonics can be generated at moderate laser intensities in solid-density plasmas through coherent wake emission, a process due to the coherent excitation of plasma oscillations of increasing frequencies with an increasing phase delay. Besides its fundamental interest, given the fairly high efficiency predicted ($\approx 10^{-4}$), CWE also appears as a good candidate to obtain intense asec or fs light pulses in the 40–80 nm range, by using high-energy ($\approx$0.1–1 J) laser pulses with a loose focus and typical intensities of $I\lambda^2 = 10^{16}$–10^{17} W cm^{-2} μm^2. The efficiency could be increased by optimizing the density gradient, to maximize the electron bunches density as well as the conversion from plasma oscillations to electromagnetic radiation.

We gratefully acknowledge the LUCA laser team for their precious help on the experiment, as well as G. Doumy, P. Salières, Y. Mairesse, and R. Marjoribanks for helpful discussions.

[1] D. von der Linde *et al.*, Phys. Rev. A **52**, R25 (1995).
[2] P. A. Norreys *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1832 (1996).
[3] M. Zepf *et al.*, Phys. Rev. E **58**, R5253 (1998).
[4] A. Tarasevitch *et al.*, Phys. Rev. A **62**, 023816 (2000).
[5] U. Teubner *et al.*, Phys. Rev. A **67**, 013816 (2003).
[6] P. Monot *et al.*, Opt. Lett. **29**, 893 (2004).
[7] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, and F. Pegoraro, Phys. Plasmas **1**, 745 (1994).
[8] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Phys. Plasmas **3**, 3425 (1996).
[9] Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and H. Sanuki, Phys. Rev. Lett. **94**, 095003 (2005); Z.-M. Sheng, K. Mima, and J. Zhang, Phys. Plasmas **12**, 123103 (2005).
[10] U. Teubner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 185001 (2004); K. Eidmann *et al.*, Phys. Rev. E **72**, 036413 (2005).
[11] G. Bonnaud and G. Reisse, Nucl. Fusion **26**, 633 (1986).
[12] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
[13] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1988).
[14] K. Varju *et al.*, J. Mod. Opt. **52**, 379 (2005).
[15] J. Mauritsson *et al.*, Phys. Rev. A **70**, 021801(R) (2004).

Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics

C. THAURY[1], F. QUÉRÉ[1]*, J.-P. GEINDRE[2], A. LEVY[1], T. CECCOTTI[1], P. MONOT[1], M. BOUGEARD[1], F. RÉAU[1], P. D'OLIVEIRA[1], P. AUDEBERT[2], R. MARJORIBANKS[3] AND PH. MARTIN[1]

[1]Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/DRECAM, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
[2]Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France
[3]Department of Physics and Institute for Optical Sciences, University of Toronto, 60 St George Street, Toronto, Ontario M5S 1A7, Canada
*e-mail: fabien.quere@cea.fr

Published online: 15 April 2007; doi:10.1038/nphys595

Specular reflection is one of the most fundamental processes of optics. At moderate light intensities generated by conventional light sources this process is well understood. But at those capable of being produced by modern ultrahigh-intensity lasers, many new and potentially useful phenomena arise. When a pulse from such a laser hits an optically polished surface, it generates a dense plasma that itself acts as a mirror, known as a plasma mirror (PM). PMs do not just reflect the remainder of the incident beam, but can act as active optical elements. Using a set of three consecutive PMs in different regimes, we significantly improve the temporal contrast of femtosecond pulses, and demonstrate that high-order harmonics of the laser frequency can be generated through two distinct mechanisms. A better understanding of these processes should aid the development of laser-driven attosecond sources for use in fields from materials science to molecular biology.

Although plasmas are generally considered as unstable and hardly controllable media, during an ultrashort laser pulse—typically below 100 fs—this plasma only expands by a small fraction of the light wavelength, and thus behaves as a high-flatness mirror, leading to high-intensity specular reflection. Such a plasma mirror (PM) can be considered as one of the testbeds of high-intensity laser–plasma interaction physics, in particular because it avoids the complications associated with the nonlinear propagation of the intense laser light in a plasma.

Besides this fundamental interest, the potential of PMs as active high-intensity optical elements has long been recognized[1–3]. For instance, given the large change in reflectivity that occurs when an initially solid target is ionized and converted into a plasma, PMs can be used as laser-triggered ultrafast optical switches. This has been applied to shorten nanosecond pulses from CO_2 lasers down to the 100 fs range[1], to produce a time gate for the temporal characterization of ultrashort pulses[2], or, as we will illustrate in this paper, to improve the temporal contrast of ultrashort laser pulses[3–5].

In the past decade, research has been concentrated on the use of PMs in the relativistic interaction regime—that is, above a few $10^{18}\,\mathrm{W\,cm^{-2}}$ at visible wavelengths, where the quivering motion of electrons in the laser field involves velocities of the order of the speed of light[6]. In this regime, PMs can be driven in a highly nonlinear regime, leading to the generation of very high-order harmonics of the incident light in the spectrum of the reflected beam, up to the extreme-ultraviolet and X-ray spectral ranges[7]. Theoretical studies predict that these harmonics are associated with intense trains of attosecond or even zeptosecond pulses[8,9], whereas isolated attosecond bursts are expected if intense few-cycle-long laser pulses are used[10–12]. This process seems to be the most promising alternative to high-order harmonic generation (HHG) in gases[13] to obtain attosecond pulses with higher pulse and photon energies[11]—a crucial step for the development of attosecond science. These theoretical predictions nevertheless remain to be validated experimentally.

However, applications as well as thorough experimental studies of PMs in the ultrahigh intensity regime have so far been hindered by the main weakness of ultraintense lasers, which is their temporal pedestal. When the main pulse intensity exceeds $10^{17}-10^{18}\,\mathrm{W\,cm^{-2}}$, the nanosecond light background surrounding this pulse, although typically $10^{6}-10^{8}$ times weaker, is intense enough to strongly ionize any solid target well before the main pulse. Because of the subsequent expansion of the resulting plasma, the main pulse, as short as it may be, ends up interacting with a long plasma density gradient, and no specular reflection is observed.

Here, we use a fully engineered double-plasma-mirror (DPM) set-up as an ultrafast high-dynamics optical switch to improve the temporal contrast by four orders of magnitude. The resulting high-contrast pulses are then used to reveal the basic mechanisms of HHG in the specular reflection of a PM driven at ultrahigh intensities, up to the relativistic regime. By using PMs in the role of both optical elements and objects of proper study, this paper demonstrates their dual fundamental and applied interest.

OPTICAL SWITCHING: FROM BASIC PHYSICS TO ENGINEERING

The temporal contrast of high-power lasers can be dramatically improved by using a surprisingly simple method, which consists of reflecting the laser beam on a dielectric target with an initially low reflectivity[3]. For an appropriate choice of beam focusing, the temporal pedestal is not intense enough to significantly affect this target, whereas the much more intense main laser pulse induces a strong ionization, through nonlinear excitation processes. A plasma is thus created within some femtoseconds at the rising edge of the main pulse. The target reflectivity strongly increases when this plasma becomes dense enough to screen the incident laser field, that is, when the electron density, n, exceeds the critical density, $n_c = m\varepsilon_0\omega_L^2/e^2$, characteristic of the laser frequency, ω_L, where e and m are the electron charge and mass and ε_0 is the vacuum dielectric constant. For an 800 nm laser wavelength and a sub-100 fs laser pulse, this typically requires intensities of a few $10^{14}\,\mathrm{W\,cm^{-2}}$.

©2007 Nature Publishing Group

In these conditions, the final result is a contrast enhancement ahead of the main pulse, with a magnitude that simply depends on the ratio of the plasma and initial target reflectivities.

To maximize the plasma reflectivity, the laser beam should be *s*-polarized—that is, with its electric field along the target's surface. The only source of absorption of laser energy by the plasma is then inverse Bremsstrahlung due to electron–ion collisions, and the final reflectivity, R_f, thus reaches about 70%. Using an antireflection-coated optical flat glass, with a typical reflectivity $R_i \approx 0.3\%$, a contrast improvement, R_f/R_i, of about two orders of magnitude is achieved[14].

Building on the comprehensive understanding of optical switching from PMs that has been achieved over the past few years[4,5,15], we have designed and permanently installed a DPM system at the output of the CEA-Saclay 10 TW, 60 fs Ti–Sa laser (see the Methods section and Supplementary Information, Fig. S1). The impact of this DPM is quantified in Fig. 1a: a high-dynamic-range ($\approx 10^{12}$) third-order autocorrelation[16] trace shows the temporal profile of the laser pulses obtained with and without this DPM. As expected, a contrast improvement of about four orders of magnitude is observed, producing pulse contrasts of 10^{10} for times up to $t = -10$ ps. This is one of the highest temporal contrasts achieved so far at a multi-TW power level[17].

The pedestal following the main pulse is also strongly decreased within a few picoseconds after the peak, owing to the hydrodynamics expansion of the plasma on the 10 ps timescale, which leads to its diffuse reflection by the PMs. However, this expansion is negligible on the 100 fs timescale, and hence the quality of the laser focal spot is not degraded by this DPM (see Supplementary Information, Fig. S2), which is an essential requirement for the applicability of this technique. As expected, the total reflectivity is measured to be about 50% for the main laser pulse.

This plasma-based technique can be easily implemented at the output of any laser chain, scaled to arbitrarily high laser powers, and cascaded in N stages, to gain $2N$ orders of magnitude in temporal contrast at a repetition rate of up to 1 Hz. It should thus become a crucial tool to routinely and practicably achieve the extreme temporal contrasts required for well-defined ultrahigh-intensity experiments on solid targets.

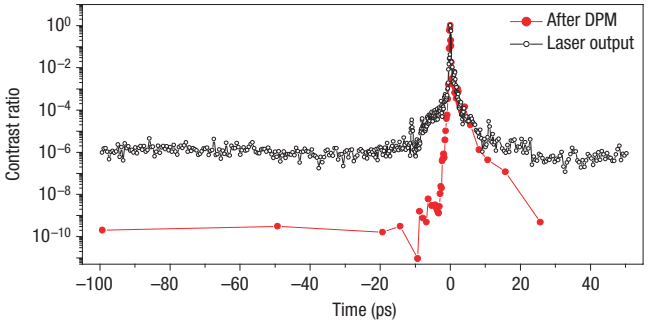


Figure 1 Temporal profile of the laser pulses delivered by a 10 TW, 60 fs laser system, in logarithmic scale, with and without the DPM. The signal at time 0 is set to 1 in both cases for an easier comparison between the two curves.

HHG FROM PLASMA MIRRORS

When PMs are driven in *s*-polarization and at moderate intensities, as in the previous application, the laser-driven dynamics is mostly along the target surface, and thus plasma electrons essentially behave as free electrons, simply quivering in the laser field. As the focused intensity is gradually increased up to the relativistic interaction regime, or when the laser field is *p*- rather than *s*-polarized, plasma electrons are driven across a steep electrostatic potential at the plasma–vacuum interface. This leads to a much richer and complex physics of the interaction, and to new effects, in particular the generation of high-order harmonics of the incident frequency in the spectrum of the reflected beam.

To illustrate this phenomenon, Fig. 2 shows the far-field spatial profile of the extreme-ultraviolet beam generated by a high-contrast *p*-polarized laser pulse focused at 5×10^{17} W cm^{-2} on an optically polished silica target (see the Methods section and Supplementary Information, Fig. S3). A collimated and smooth extreme-ultraviolet beam, which diverges about three times less than the fundamental beam, is clearly observed. This suggests a good phase-front quality, as well as a good transverse coherence of the harmonic source in the plane of the target surface, as opposed to what has been observed with picosecond laser pulses[18].

This result, as well as the DPM system presented above, demonstrates that plasmas can be used on ultrashort timescales as active optical components, keeping excellent optical quality even at ultrahigh laser intensities, and thus can be exploited to produce new light sources with remarkable properties—for example, shorter wavelengths and sub-femtosecond durations. From a fundamental perspective, this also leads to better-defined interaction conditions, hence considerably simplifying the physics and the interpretation of high-intensity experiments, as we now show by considering the basic physics of HHG on PMs.

For the past 30 years, many models have been proposed to explain HHG from plasmas[19–31], but clear experimental validations have so far remained scarce. Recent results tend to support two generation mechanisms, coherent wake emission[31,32] (CWE) and the relativistic oscillating mirror process[7,33], two processes which may in fact account for many former observations[14,34–37]. We now present new and strong experimental evidence for these two mechanisms, and show that they lead to harmonics with very

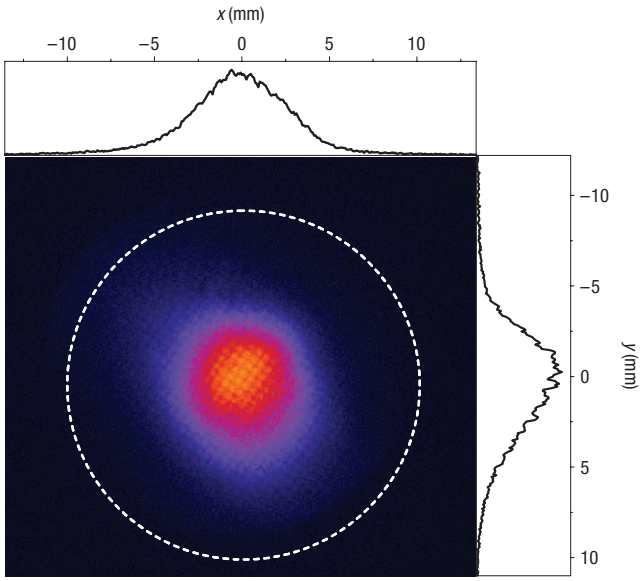


Figure 2 Spatial profile of the harmonic extreme-ultraviolet beam. This beam corresponds to the superposition of harmonics with orders $10 \leq p \leq 15$, 37 cm away from the target. The white dashed circle shows the spatial extension of the top-hat laser beam in the same plane. This extreme-ultraviolet beam has a divergence of 14 mrad (full-width at half-maximum).

©2007 Nature Publishing Group

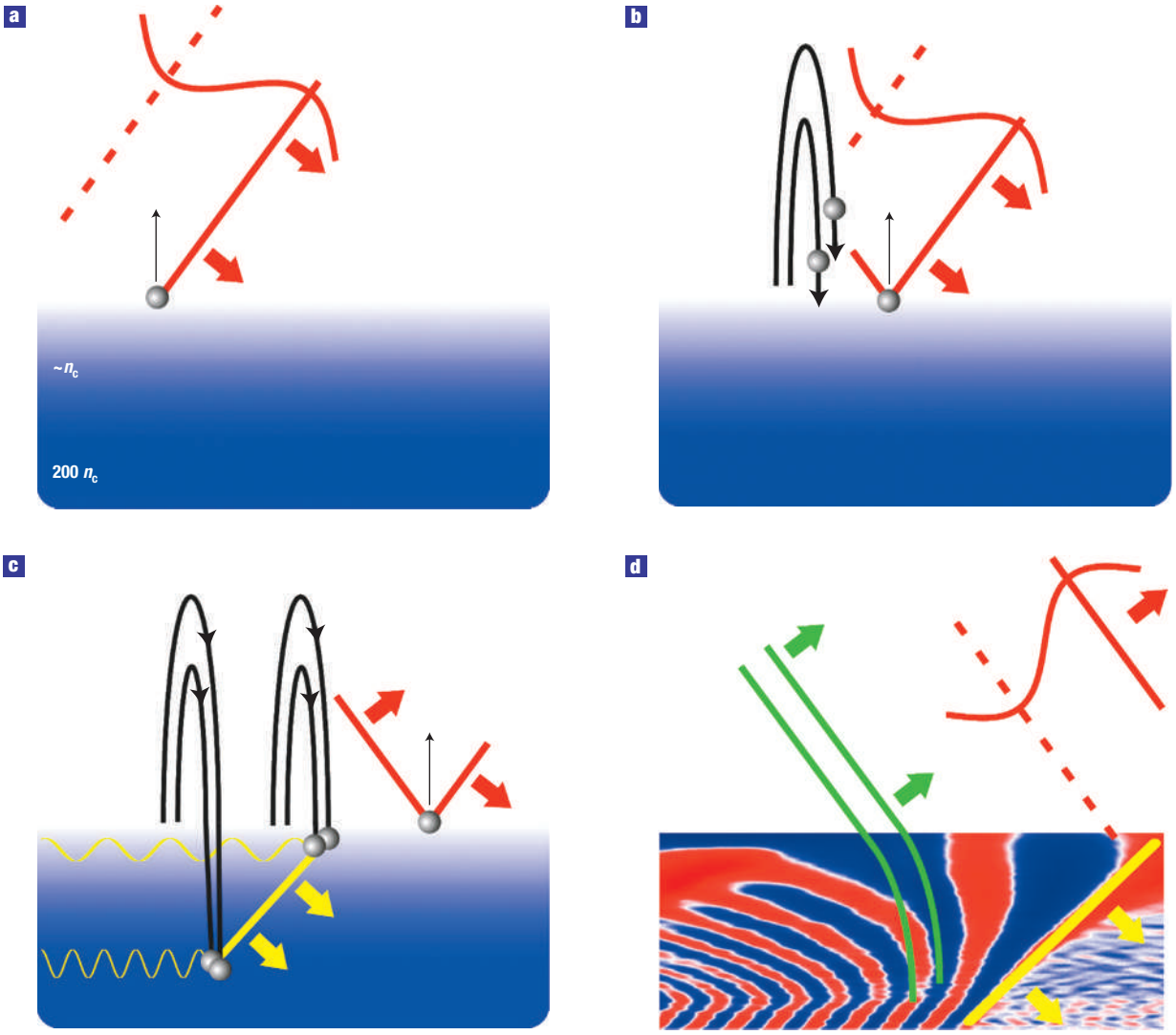


Figure 3 Schematic diagrams of different stages of the coherent wake emission process. a, Electrons around $n = n_c$ are pulled out of the plasma by the laser field. **b**, As the laser field decreases and changes sign, Brunel electrons are pushed back to the plasma. **c**, These electrons propagate in the overdense plasma, where they form an attosecond bunch. Owing to the oblique incidence of the laser beam, the superposition of the bunches formed at different times along the target surface results in an oblique density wavefront propagating into the plasma (thick yellow line). This density wave triggers plasma oscillations in its wake (yellow sinusoids). **d**, The wavefronts of these plasma oscillations, obtained from a PIC simulation. These plasma oscillations emit an attosecond light burst (wavefronts in green) as **k** becomes parallel to the surface.

different properties, thus enabling us to distinguish unambiguously between them.

COHERENT WAKE EMISSION

In *p*-polarization, the laser electric field has a large component, $E_{\perp}$, along the target normal. When it points inwards, some electrons near the surface are pulled out of the plasma (Fig. 3a). As soon as $E_{\perp}$ decreases, space–charge electrostatic fields drive some of these electrons back into the plasma (Fig. 3b,c), where they eventually no longer feel the laser field owing to plasma screening. These electrons thus propagate deeply into the plasma (Fig. 3c), and are responsible for a significant absorption of the laser pulse energy by steep density-gradient plasmas, an effect known as 'vacuum heating' or 'Brunel absorption'[38,39]. These Brunel electrons are also involved in harmonic generation through the recently proposed 'coherent wake emission' process[31], efficient down to intensities of a few 10^{15} W cm^{-2}.

Simple analytical models[38,39], as well as particles-in-cells (PIC) simulations[25] (see Supplementary Information and Movie S1), reveal that Brunel electrons that move further into vacuum come back to the plasma with larger velocities, and thus eventually overtake the electrons that had smaller excursions (Fig. 3b,c). By this trajectory crossing, they form an attosecond bunch that penetrates the plasma, with a new bunch once every optical cycle. These bunches of charge push the plasma background electrons, driving up electronic plasma oscillations throughout a range of densities in the steep gradient, $n(x)$, at the surface of the plasma (Fig. 3c).

An ensemble of linear plasma oscillations with space-dependent frequencies, $\omega_p(x) = \omega_L \sqrt{n/n_c}$, is thus coherently triggered. Owing to this spatial dependence, the wavevector **k** of this plasma wave has a time-varying direction (Fig. 3d). The wave, initially purely electrostatic and longitudinal (**E** ∥ **k**) when triggered by Brunel electrons, thus progressively acquires a partial transverse

©2007 Nature Publishing Group

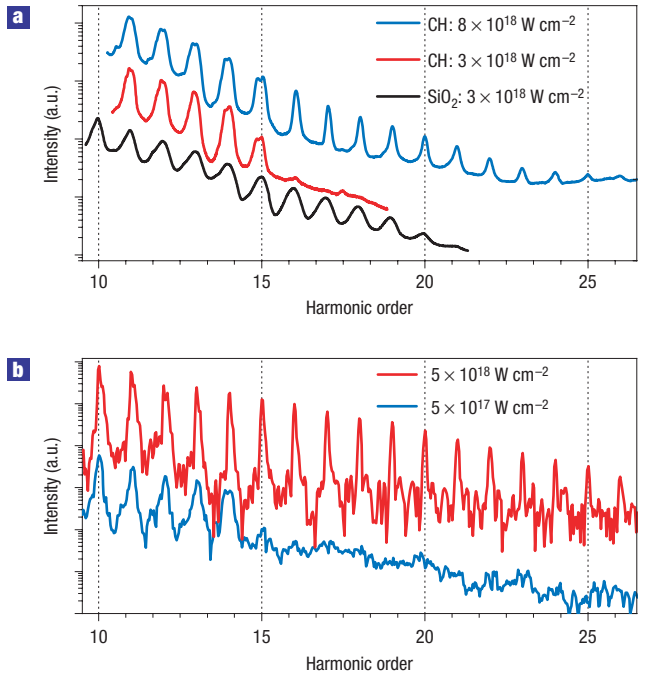


Figure 4 Harmonic spectra from plasma mirrors. a, Experimental spectra obtained by focusing high-intensity high-contrast 60 fs pulses on plastic and silica targets, for two laser intensities. The relative positions of the curves are arbitrary. **b**, Harmonic spectra from PIC simulations, for two different laser intensities, and a fixed plasma density $n_{max} = 220 \times n_c$.

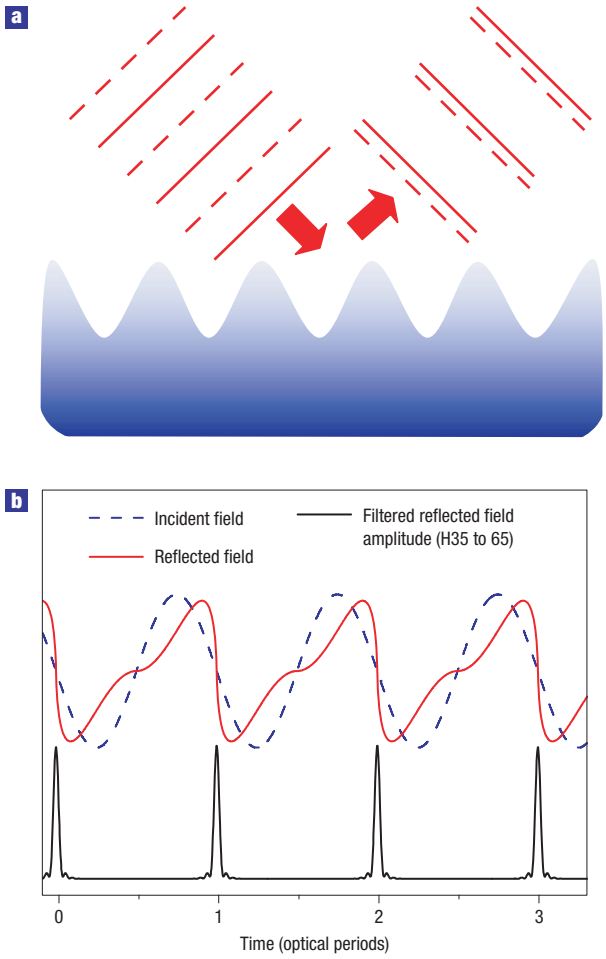


Figure 5 Relativistic oscillating mirror mechanism. a, Schematic diagram of the process. The solid and dashed lines show wavefronts of the incident and departing laser beam, corresponding respectively to minima and maxima of the electric field. **b**, Total electric field reflected by a ROM (red curve), and intensity envelope of the spectrally filtered radiation (from harmonics 35 to 65, black curve).

character, and can therefore radiate light[40]. Because this light emission is triggered once every optical cycle by returning Brunel electrons, the emitted spectrum consists of harmonics of the incident frequency. These harmonics extend as far as the maximum plasma frequency, ω_p^{max}, of the target, and hence up to the order $p_{CWE} = \sqrt{n_{max}/n_c}$, where n_{max} is the maximum plasma density. With typical values of n_{max} of a few hundred times n_c, this spectrum thus reaches into the extreme-ultraviolet regime.

This essential prediction of the CWE model is directly confirmed by Fig. 4a. The two lower curves show experimental harmonic spectra generated on silica and plastic targets at an intensity of about 3×10^{18} W cm^{-2}. In both cases, the maximum harmonic frequency corresponds to the expected maximum plasma frequency, ω_p^{max}, for fully ionized solid-density targets. A similar agreement has been obtained from aluminium and gold targets (see Supplementary Information, Fig. S4). This is crucial evidence for the CWE mechanism, which strongly reinforces the results presented in ref. 31.

For this mode conversion to be efficient, phase-matching between the plasma oscillations and the outgoing electromagnetic modes at the plasma vacuum interface is required. Such phase-matching can be shown to be fulfilled when **k** is parallel to the surface[31,41,42]. Because **k** is gradually rotating, this only occurs transiently, in a few-hundred-attosecond window following excitation by each electron burst (Fig. 3d): extreme-ultraviolet light is hence emitted in the form of a train of attosecond pulses. In analogy with the reflection of light pulses on 'chirped mirrors' used in conventional optics[43], each frequency, ω, originates from a different depth in the density gradient, where $\omega_p(x) = \omega$, and these attosecond pulses have a positive chirp progressively drifting to higher frequencies.

Harmonics produced by CWE now provide a direct way to investigate the dynamics of plasma mirrors driven at high intensity, and especially of Brunel electrons. Besides, PIC simulations predict that CWE has a typical conversion efficiency of 10^{-4} (ref. 31). Sources of extreme-ultraviolet and attosecond pulses in the 25–80 nm range with low divergence (down to a few milliradians), and energies in the 100 μJ range, could thus now be obtained by loosely focusing multi-TW laser pulses beyond a few 10^{15} W cm^{-2} on solid targets.

RELATIVISTIC OSCILLATING MIRROR

When the laser intensity is increased further, beyond a few 10^{18} W cm^{-2} at visible wavelengths, the laser-driven motion of the plasma surface becomes relativistic, leading to strong Doppler shifts of the laser light. As this oscillating surface chases the retreating optical phase fronts, it compresses the reflected electromagnetic field, distorting it from its original sinusoid (Fig. 5a,b). As this phase distortion repeats itself with the periodicity of the driving laser field, harmonics of the incident frequency then appear in the reflected beam. As shown in Fig. 5b, this harmonic comb is again associated with a train of attosecond pulses, each pulse

©2007 Nature Publishing Group

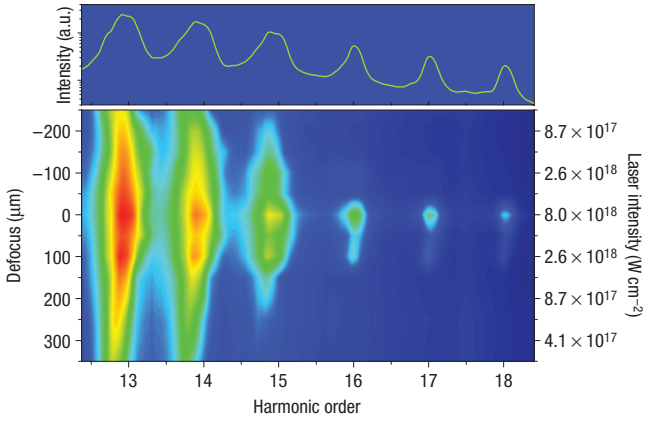


Figure 6 Harmonic spectrum dependency on the laser intensity. Harmonic spectra obtained on plastic plotted in logarithmic scale as a function of distance between the target surface and the laser best focus. The right axis shows the estimated peak intensity corresponding to each position. The intensity at the best focus is about 8×10^{18} W cm^{-2}, and the upper panel shows the spectrum obtained at this intensity. Each spectrum is averaged on 5 laser shots, and measurements were carried out for 10 focusing positions.

corresponding to an outward excursion of the plasma surface. This is the so-called 'relativistic oscillating mirror' (ROM) process, which was identified theoretically more than a decade ago[24,26]. As opposed to CWE, the maximum harmonic order that can be obtained by this process now strongly depends on the laser intensity[9,30] and can thus exceed the plasma frequency.

To get experimental evidence of this process, the high-contrast pulses obtained from the DPM were focused at the highest intensities currently achievable in our laboratory, using a parabolic mirror with an $f/4$ numerical aperture. The top-most curve in Fig. 4a shows the harmonic spectrum obtained from the same plastic target as before, now delivering intensities approaching 10^{19} W cm^{-2}, that is, well beyond the relativistic threshold. CWE harmonics are still observed up to the maximum plasma frequency $\omega_p^{max} = 15\omega_L$ of the target, but some harmonics now appear above ω_p^{max}. We attribute these harmonics to the ROM mechanism, and now present clear experimental observations that unambiguously support this interpretation.

SPECTRAL PROPERTIES OF CWE AND ROM HARMONICS

On the upper HHG spectrum of Fig. 4a, one striking feature is that ROM harmonics, that is, those with $p > 15$, are about half the spectral width of those generated by CWE on any material (see Supplementary Information, Fig. S5). This difference in spectral width is also observed in simulations. Figure 4b shows harmonic spectra obtained from PIC simulations, for two laser intensities, 5×10^{17} W cm^{-2} and 5×10^{18} W cm^{-2}, and a maximum plasma density, $n_{max} = 220 \times n_c$. At the lower intensity, broad CWE harmonics are observed up to order $p_{CWE} = \sqrt{n_{max}/n_c}$, as in the experiment. At the higher intensity, narrow harmonics appear for orders above p_{CWE}, which PIC simulations allow us to clearly attribute to the ROM process.

If the individual harmonics were all Fourier-transform limited, CWE harmonics would have to be generated during a shorter time period than ROM harmonics, to account for these differences in spectral width. This is inconsistent with the much stronger intensity dependence of this second mechanism, as we will see below. PIC simulations show that these differences in spectral width are rather due to the very different chirps of the individual harmonics generated by these two mechanisms. Considering CWE, in the non-relativistic regime, the peak velocity of Brunel electrons varies in time, according to the intensity envelope of the laser pulse. As a result, the delay between the formation of an electron bunch by returning Brunel electrons at $n \approx n_c$, and the generation of the associated attosecond pulse at $n \gg n_c$, is time dependent, and the period between successive attosecond pulses in the train generated by this process shifts gradually. CWE harmonics are hence not Fourier-transform limited, but negatively chirped[31,44], and this accounts for their large spectral width. In contrast, the chirp of the harmonics from ROM is much smaller, owing to the much better periodicity of the associated attosecond pulse train, imposed by the regular oscillations of the plasma surface, in turn tied in phase to the driving laser.

INTENSITY DEPENDENCES OF CWE AND ROM

The CWE and ROM mechanisms are also characterized by very different dependences on laser intensity. This is illustrated in Fig. 6, which shows the intensity dependence of the harmonic spectrum from a plastic target, measured by varying the distance between the target surface and the best focus of the laser beam (Fig. 6). CWE is a quasi-linear conversion process, the overall efficiency of which depends only weakly on laser intensity[31]. Thus, harmonics below order 15 vary very weakly with changing laser intensity, and are still clearly present below the relativistic threshold. On the contrary, harmonics beyond order 15 vanish sharply and almost simultaneously as soon at the target is moved away from the best focus by a distance of the order of the Rayleigh length—an intensity change of about 50%. They are only observed for intensities approaching 10^{19} W cm^{-2}. This is highly characteristic of the ROM mechanism, a relativistic process that is here driven near its intensity threshold, and is therefore highly nonlinear.

OUTLOOK

Despite more than 20 years of investigations on HHG from plasmas, so far clear signatures of the underlying mechanisms could generally not be teased out from the often uncontrollable—and sometimes unknowable—conditions of the plasma produced. This is now possible using ultrashort high-temporal-contrast ultraintense laser pulses. In addition, this interaction regime is of high interest for the development of extreme-ultraviolet sources from plasmas, as harmonics are then emitted as a collimated light beam. This is a first step towards a source of intense attosecond pulses, that is needed for the development of the new attosecond science[11]. In this respect, the ROM mechanism is particularly appealing, as it could be used to generate intense and extremely short attosecond pulses with photon energies up to the kiloelectron volt range[7].

In a more general context, many schemes have now been proposed, or even validated in experiments, to put plasmas to work as high-intensity optical elements, such as in the case of the plasma-based optical switches presented in this paper. Such 'plasma optics' are for instance predicted to further amplify ultraintense lasers[45], to tailor[46] or to temporally compress ultrashort pulses down to the few femtosecond range[47,48], and to generate ultrashort coherent radiation from the terahertz[41,42] to X-ray range. The present work shows that this interplay between plasmas as objects of fundamental study, and plasmas as high-intensity optical elements, is a very promising route to explore new frontiers of high-intensity laser–matter interaction.

METHODS

DOUBLE-PLASMA-MIRROR SET-UP

The DPM set-up is located in a vacuum chamber (see Supplementary Information, Fig. S1), inserted between the experimental chamber and the

©2007 Nature Publishing Group

compressor of a 10 TW, 60 fs, 10 Hz chirped-pulse-amplification Ti–Sa laser. The 700 mJ laser pulses are focused by an off-axis parabolic mirror of 1.25 m focal length, midway between two antireflection-coated plates, located a few centimetres apart (see Supplementary Information, Fig. S1). The laser beam is horizontally polarized, and is thus in *s*-polarization with respect to the plane of incidence on these two plates, which is vertical. This maximizes the reflectivity of these plasma mirrors once they are triggered[4,5]. The laser beam size on the plates is about 1 mm, leading to fluences of 90 and 70 J cm^{-2} on the first and second PM, respectively. The divergent beam reflected by these two PMs is collimated by a second off-axis parabola, and is then directed to the experimental chamber, where it can be used for high-contrast, high-intensity experiments. Owing to the ablation of the antireflection coating induced by the main laser pulse, the dielectric plates are translated by a few millimetres after each shot. However, this device can operate continuously at a repetition rate of up to 1 Hz for about 2,000 shots, before the antireflection plates have to be changed. This DPM can easily be bypassed owing to two retractable mirrors (see Supplementary Information, Fig. S1), thus making it possible to investigate the influence of the temporal contrast in high-intensity experiments. Supplementary Information, Fig. S2 shows the focal spot of the 10 TW laser beam (measured at full power), with and without the DPM. These two images clearly demonstrate that the spatial quality of the beam is not degraded by the DPM.

MEASUREMENTS OF THE EXTREME-ULTRAVIOLET BEAM FAR-FIELD SPATIAL PROFILE

High-order harmonics are first generated by reflection on a solid target at high intensity (see Supplementary Information, Fig. S3). The resulting beam then reflects at grazing incidence ($\theta_i = 80^\circ$) on two dielectric plates with a broadband antireflection coating around $\lambda = 800$ nm, the fundamental wavelength of the initial laser pulse. At this wavelength, the total reflectivity of the two plates is less than 10^{-4}, whereas it is about 50% for harmonics 10–20, owing to the grazing incidence[49]. The remaining fundamental frequency and low-order harmonics ($p \leq 9$) are then eliminated using a 200-nm-thick tin filter. This filter transmits light only for frequencies between the 10th and 15th harmonics of the laser beam, with a maximum transmission of about 20% around order 14. The spatial profile of the resulting extreme-ultraviolet beam is measured using microchannel plates, coupled to a phosphor screen that is imaged on a CCD (charge-coupled device) camera. This microchannel plate detector is sensitive only to wavelengths smaller than 110 nm (≈7th harmonic), which definitely excludes any contribution of the fundamental or low-order harmonics to the measured signal.

PIC SIMULATIONS

The results presented in Fig. 4b have been obtained using the $1\frac{1}{2}$-D relativistic PIC code EUTERPE[50], which allows for oblique incidence of the laser beam by a transformation to a moving frame. Both electrons and ions are mobile, and all results are converted back into the laboratory frame at the end of the simulations. Because these simulations neglect several spatial effects (laser intensity distribution in the focal spot, diffraction of the harmonic beam from the target to the spectrometer), they cannot be expected to exactly reproduce measured spectra such as the upper curve of Fig. 4a. This can explain why, in the simulation corresponding to the highest intensity (Fig. 4b), harmonics below p_{CWE} are narrower than what is observed experimentally.

Received 20 November 2006; accepted 16 March 2007; published 15 April 2007.

References

1. Rolland, C. & Corkum, P. B. Generation of 130-fsec midinfrared pulses. *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 1625–1629 (1986).
2. Teubner, U., Wagner, U. & Forster, E. Sub-10 fs gating of optical pulses. *J. Phys. B* **34**, 2993–3002 (2001).
3. Kapteyn, H. C., Murnane, M. M., Szoke, A. & Falcone, R. W. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Opt. Lett.* **16**, 490–492 (1991).
4. Doumy, G. *et al.* Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. E* **69**, 026402 (2004).
5. Dromey, B., Kar, S., Zepf, M. & Foster, P. The plasma mirror—A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 645–649 (2004).
6. Mourou, G. A., Tajima, T. & Bulanov, S. V. Optics in the relativistic regime. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309–371 (2006).
7. Dromey, B. *et al.* High harmonic generation in the relativistic limit. *Nature Phys.* **2**, 456–459 (2006).
8. Plaja, L., Roso, L., Rzazewski, K. & Lewenstein, M. Generation of attosecond pulse trains during the reflection of a very intense laser on a solid surface. *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1904–1911 (1998).
9. Gordienko, S., Pukhov, A., Shorokhov, O. & Baeva, T. Relativistic doppler effect: Universal spectra and zeptosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 115002 (2004).
10. Naumova, N. M., Nees, J. A., Sokolov, I. V., Hou, B. & Mourou, G. A. Relativistic generation of isolated attosecond pulses in a λ^3 focal volume. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063902 (2004).
11. Tsakiris, G., Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J. & Krausz, F. Route to intense single attosecond pulses. *New J. Phys.* **8**, 19 (2006).
12. Baeva, T., Gordienko, S. & Pukhov, A. Relativistic plasma control for single attosecond x-ray burst generation. *Phys. Rev. E* **74**, 065401 (2006).
13. Agostini, P. & DiMauro, L. The physics of attosecond light pulses. *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813 (2004).
14. Monot, P. *et al.* High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma. *Opt. Lett.* **29**, 893–895 (2004).
15. Watts, I. *et al.* Measurements of relativistic self-phase-modulation in plasma. *Phys. Rev. E* **66**, 036409 (2002).
16. Luan, S., Hutchinson, M., Smith, R. & Zhou, F. High dynamic-range 3rd-order correlation-measurement of picosecond laser-pulse shapes. *Meas. Sci. Technol.* **4**, 1426–1429 (1993).
17. Chvykov, V., Rousseau, P., Reed, S., Kalinchenko, G. & Yanovsky, V. Generation of 10^{11} contrast 50 TW laser pulses. *Opt. Lett.* **31**, 1456–1458 (2006).
18. Zhang, J. *et al.* Coherence and bandwidth measurements of harmonics generated from solid surfaces irradiated by intense picosecond laser pulses. *Phys. Rev. A* **54**, 1597–1603 (1996).
19. Carman, R. L., Forslund, D. W. & Kindel, J. M. Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening. *Phys. Rev. Lett.* **46**, 29–32 (1981).
20. Carman, R. L., Rhodes, C. K. & Benjamin, R. F. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO_2-laser-produced plasmas. *Phys. Rev. A* **24**, 2649–2663 (1981).
21. Bezzerides, B., Jones, R. D. & Forslund, D. W. Plasma mechanism for ultraviolet harmonic radiation due to intense CO_2 light. *Phys. Rev. Lett.* **49**, 202–205 (1982).
22. Grebogi, C., Tripathi, V. K. & Chen, H. Harmonic generation of radiation in a steep density profile. *Phys. Fluids* **26**, 1904–1908 (1983).
23. Wilks, S. C., Kruer, W. L. & Mori, W. B. Odd harmonic-generation of ultra-intense laser-pulses reflected from an overdense plasma. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21**, 120–124 (1993).
24. Bulanov, S. V., Naumova, N. M. & Pegoraro, F. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser-pulse with an overdense plasma. *Phys. Plasmas* **1**, 745–757 (1994).
25. Gibbon, P. Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction: A coherent water-window light source? *Phys. Rev. Lett.* **76**, 50–53 (1996).
26. Lichters, R., Meyer-ter-Vehn, J. & Pukhov, A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Phys. Plasmas* **3**, 3425–3437 (1996).
27. von der Linde, D. & Rzàzewski, K. High-order optical harmonic generation from solid surfaces. *Appl. Phys. B* **63**, 499–506 (1996).
28. Ondarza-Rovira, R. & Boyd, T. J. M. Plasma harmonic emission from laser interactions with dense plasma. *Phys. Plasmas* **7**, 1520–1530 (2000).
29. Pirozhkov, A. S. *et al.* Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction: The sliding mirror model. *Phys. Plasmas* **13**, 013107 (2006).
30. Baeva, T., Gordienko, S. & Pukhov, A. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma. *Phys. Rev. E* **74**, 046404 (2006).
31. Quéré, F. *et al.* Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125004 (2006).
32. Teubner, U. *et al.* Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 185001 (2004).
33. Watts, I. *et al.* Dynamics of the critical surface in high-intensity laser-solid interactions: Modulation of the XUV harmonic spectra. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 155001 (2002).
34. von der Linde, D. *et al.* Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. A* **52**, R25 (1995).
35. Norreys, P. A. *et al.* Efficient extreme UV harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1832–1835 (1996).
36. Tarasevitch, A. *et al.* Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses. *Phys. Rev. A* **62**, 023816 (2000).
37. Teubner, U. *et al.* Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Phys. Rev. A* **67**, 013816 (2003).
38. Brunel, F. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52–55 (1987).
39. Bonnaud, G., Gibbon, P., Kindel, J. & Williams, E. Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma. *Laser Part. Beams* **9**, 339–354 (1991).
40. Jackson, J. *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1998).
41. Sheng, Z. M., Mima, K., Zhang, J. & Sanuki, H. Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 095003 (2005).
42. Sheng, Z. M., Mima, K. & Zhang, J. Powerful terahertz emission from laser wake fields excited in inhomogeneous plasmas. *Phys. Plasmas* **12**, 123103 (2005).
43. Szipocs, R., Ferencz, K., Spielmann, C. & Krausz, F. Chirped multilayer coatings for broad-band dispersion control in femtosecond lasers. *Opt. Lett.* **19**, 201–203 (1994).
44. Varju, K. *et al.* Frequency chirp of harmonic and attosecond pulses. *J. Mod. Opt.* **52**, 379–394 (2005).
45. Fisch, N. J. & Malkin, V. M. Generation of ultrahigh intensity laser pulses. *Phys. Plasmas* **10**, 2056–2063 (2003).
46. Wu, H. C., Sheng, Z. M., Zhang, Q. J., Cang, Y. & Zhang, J. Manipulating ultrashort intense laser pulses by plasma Bragg gratings. *Phys. Plasmas* **12**, 113103 (2005).
47. Faure, J. *et al.* Observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasma waves. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 205003 (2005).
48. Stibenz, G., Zhavoronkov, N. & Steinmeyer, G. Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament. *Opt. Lett.* **31**, 274–276 (2006).
49. Takahashi, E. J., Hasegawa, H., Nabekawa, Y. & Midorikawa, K. High-throughput, high-damage-threshold broadband beam splitter for high-order harmonics in the extreme-ultraviolet region. *Opt. Lett.* **29**, 507–509 (2004).
50. Bonnaud, G. & Reisse, G. Particle code study of the influence of non-monochromaticity of laser-light on stimulated Raman-scattering in laser-irradiated plasmas. *Nucl. Fusion* **26**, 633–646 (1986).

Acknowledgements

Financial support from the Conseil Général de l'Essonne (ASTRE program) is acknowledged.
Correspondence and requests for materials should be addressed to F.Q.
Supplementary Information accompanies this paper on www.nature.com/naturephysics.

Competing financial interests

The authors declare no competing financial interests.

Reprints and permission information is available online at http://npg.nature.com/reprintsandpermissions/

©2007 Nature Publishing Group

Phase Properties of Laser High-Order Harmonics Generated on Plasma Mirrors

F. Quéré,[1] C. Thaury,[1] J-P. Geindre,[2] G. Bonnaud,[1] P. Monot,[1] and Ph. Martin[1]

[1]*Service des Photons, Atomes et Molécules, Commissariat à l'Energie Atomique, DSM/IRAMIS, CEN Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France*

[2]*Laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses, UMR 7605-CNRS-CEA-Ecole Polytechnique-Université Paris VI, F91128 Palaiseau France*

(Received 13 September 2007; published 6 March 2008)

As a high-intensity laser-pulse reflects on a plasma mirror, high-order harmonics of the incident frequency can be generated in the reflected beam. We present a numerical study of the phase properties of these individual harmonics, and demonstrate experimentally that they can be coherently controlled through the phase of the driving laser field. The harmonic intrinsic phase, resulting from the generation process, is directly related to the coherent sub-laser-cycle dynamics of plasma electrons, and thus constitutes a new experimental probe of these dynamics.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.095004 PACS numbers: 52.38.−r, 42.65.Ky, 52.59.Ye, 52.65.Rr

The generation of high-order harmonics of intense femtosecond (fs) laser pulses is one of the promising paths for the production of energetic, short-wavelength, ultrashort light pulses [1,2]. The practical characteristics of such an extreme ultraviolet (XUV) light source, e.g., divergence, duration, coherence- are largely determined by the phase properties of the harmonics, which should therefore be carefully studied in order to understand and optimize these sources. From a fundamental point of view, laser harmonics generated by driving a system with a strong laser field constitute a powerful diagnostic to investigate the dynamics of this system, and in this respect too, phase properties are of prime importance.

For these reasons, phase properties of high-order harmonics generated from atoms or molecules have been extensively studied over the past 15 years [1]. In this case, the relative phases of the harmonics are directly related to the sub-laser-cycle dynamics of the continuum electron wave-packet responsible for the generation [3]. These phases are well defined and relatively weak: harmonics are thus synchronized over a broad frequency range, and their superposition produces trains of attosecond pulses. Because these dynamics depend on laser intensity, the temporal and spatial intensity envelopes of the driving laser-pulse lead to variations of the attosecond pulses properties both in time and space [4]. These variations result in nontrivial temporal and spatial intrinsic phases of *individual* harmonics, which in turn affect the properties of the harmonic beam.

Reflection of a laser beam on a plasma-mirror (PM) at high intensities ($I\lambda^2 \gtrsim 10^{16}$ W cm^{-2} μm^2, where λ is the laser wavelength and I the laser intensity) provides another means for high-order harmonic generation (HHG), and is predicted to lead to attosecond XUV pulses with shorter wavelengths and higher energies than those presently generated in gases [2,5]. This Letter presents the first experimental and theoretical study of the intrinsic spatial and temporal-phase properties of *individual* harmonics generated from plasma mirrors, for the two HHG mechanisms identified so far [2,6,7], coherent wake emission (CWE) [8,9] and the relativistic oscillating mirror process (ROM) [10,11].

Although they correspond to very different physical processes, CWE and ROM have a common root, the Brunel mechanism [12,13], where electrons at the plasma surface are first accelerated in vacuum by the laser field, and then pushed back toward the plasma. ROM occurs as these electrons are pulled out of the plasma. For laser intensities such that $I\lambda^2 \gtrsim 1.37 \times 10^{18}$ W cm^{-2} μm^2, these electrons reach relativistic velocities that lead to a Doppler upshift of the reflected light wave, resulting in the production of attosecond pulses predicted to be almost Fourier-transform limited [5,14]. When Brunel electrons return to the plasma, some of them can bunch temporally. As they travel across the density gradient at the plasma surface, these electrons trigger CWE, by exciting in their wake high-frequency plasma oscillations which subsequently emit light through linear mode conversion, in the form of slightly chirped attosecond pulses [9]. CWE and ROM have recently been discriminated experimentally [6,7], through different intensity dependences, spectral ranges and spectral widths of the associated harmonics [6]. The present study extends this work by revealing extremely different phase properties of the individual harmonics associated to these two processes.

We start with a numerical study of the phase properties, and concentrate on the temporal phases $\phi_n(t)$ of the individual harmonics -n being the harmonic order. Nontrivial phases of the individual harmonics are associated to deviations from perfect periodicity in the train of attosecond pulses [4]. Such deviations can result from the intensity envelope $I(t)$ of the laser pulse. For instance, this time-dependent intensity can lead to variations of the carrier-envelope relative phase (CEP) of attosecond pulses in the train, or to a variable time-spacing between these pulses. The contribution of the first effect to $\phi_n(t)$ is independent

 © 2008 The American Physical Society

of harmonic order, while the contribution of the second is proportional to n. A temporal dependence of the target response can also affect the periodicity of the train, and lead to additional contributions to the phases of the harmonics. In the case of PM's, the density gradient at the plasma-vacuum interface evolves during the laser pulse because of ion motion, and this gradient influences both CWE and ROM [7].

To quantify these different effects, we performed 2D particle-in-cell (PIC) simulations using the relativistic kinetic code CALDER [15]. The reflected electromagnetic field in vacuum is frequency filtered around a group of harmonics, to obtain the train of attosecond pulses generated upon reflection on the plasma. Figures 1(a)–1(c) show, for different cases, the temporal positions of the attosecond pulses maxima within each optical cycle, $t_e(k) = t_p - k$, where t_p is absolute time of a maximum (in units of the laser optical period T_L) and k the number of the corresponding laser optical cycle. The time origin is chosen such that zeros of the laser field occur at $t_e = 0$. Hollow dots correspond to cases where the normalized vector potential $a_0 = eE_0/\omega_0 m_e c$ at the peak of the pulse is 0.2, and CWE dominates over the entire pulse. Full triangles correspond to $a_0 = 2$, and we have selected a spectral range where harmonics are only due to ROM (i.e., harmonics beyond the maximum plasma frequency [6]).

To separate the effect of the laser intensity envelope from that of the time-varying plasma conditions, we first performed simulations with fixed ions [Fig. 1(a)]. In the case of CWE, t_e then varies by about $0.7T_L$ over the entire laser pulse. The time spacing between successive attosecond pulses, $t_e(k+1) - t_e(k)$, increases during the laser pulse, leading to a negative chirp (i.e., from blue to red) of the individual harmonics. In addition, we observe that neither the CEP phase nor the chirp of the attosecond pulses vary significantly along the train. The variable time spacing is thus the dominant contribution to the chirp, leading to a linear variation of the chirp parameter $\partial^2\phi_n/\partial t^2$ as a function of the harmonic order n [Fig. 1(b)] [4]. In the case of ROM, less attosecond pulses are emitted, because of a stronger dependence of its efficiency on intensity compared to CWE [6]. In addition, t_e hardly varies along the laser pulse: in strong contrast with CWE, this mechanism leads to an almost perfect periodic time of emission [16]. Since the CEP of the attosecond pulses is also observed to be constant along the train, individual ROM harmonics have a negligible temporal chirp.

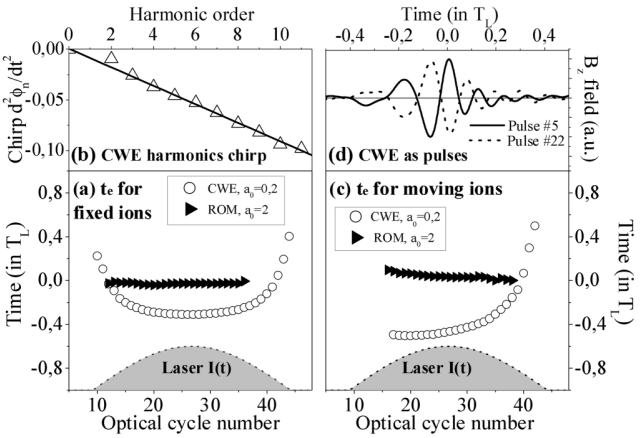


FIG. 1. Emission times of CWE and ROM attosecond pulses (superposition of harmonics 4 to 10 for CWE, and 11 to 35 for ROM), for a plasma of maximum density $110n_c$ (n_c critical density at the laser frequency), driven by a 35-cycle $\cos^2(t)$ laser pulse at 45° incidence. In (a), ions are kept fixed, and the exponential density gradient scale length is $\lambda/100$ ($\lambda/30$) for CWE (ROM). (b) The chirp parameter of individual CWE harmonics obtained from PIC simulations in this case. In (c) ions are allowed to move, and the initial density gradient is infinitely steep. (d) The fields of two individual CWE attosecond pulses in the train in this case.

To study the additional effect of the temporal evolution of the plasma conditions, we have performed simulations with mobile ions, with initial ion and electron temperatures of, respectively, 0.1 and 0.5 keV [Fig. 1(c)]. The emission time t_e is now observed to vary in the case of ROM, but this variation is small -less than $T_L/10$ over the entire laser pulse. More striking effects occur for CWE. CWE attosecond pulses now start to be emitted later in the 35-cycle long ($\approx$90 fs at 800 nm) laser pulse, leading to the suppression of the first part of the emission time curve $t_e(k)$. This is because CWE requires a short, but nonvanishing density gradient, to allow for light emission by plasma oscillations [9,17]. This density gradient develops during the laser pulse because of plasma expansion, and reaches a scale length of about $\lambda/70$ at the end of the laser pulse. In the second half of the pulse, t_e follows a curve similar to what is obtained with fixed ions. In addition to this effect, a drift of the attosecond pulses CEP now occurs between the beginning and the end of the train, with a total amplitude of $\approx \pi$ in the present case [Fig. 1(d)].

If the same simulation of CWE—i.e. with moving ions—is now performed with a constant laser intensity, t_e is observed to be almost constant, but the same drift of the CEP still occurs. This leads to two conclusions. (i) Variations of the CEP are induced by the temporal dependence of the gradient scale length L. This is consistent with the CWE model, where the field of the emitted attosecond pulses depends on the temporal evolution of the plasma oscillations in the density gradient, which is in turn largely determined by the spatial profile of this gradient [9]. (ii) Variations of t_e are mostly due to the temporal evolution of the laser intensity, as in the case of fixed ions, but now with an additional temporal drift due to the influence of the gradient length on this emission time. Comparing these different simulations, we find that, in the experimentally relevant case of moving ions and time-dependent laser intensity, the variation of the emission time is the dominant contribution to the intrinsic phase of CWE har-

monics, exceeding that of the CEP variations by a factor of more than 10.

We now turn to experiment to test some of these predictions. We first consider the temporal-phase properties. A nonvanishing and nontrivial (i.e., not linear) temporal phase $\phi_n(t)$ of harmonic n leads, in the spectral domain, to a broadening of the harmonic peak, compared to the case of an harmonic pulse of same duration with no temporal phase. If a phase $\phi_L(t)$ is also applied to the driving laser pulse, it combines with the intrinsic phase ϕ_n^i induced during the HHG process, and leads to a total phase $\phi_n(t) = \phi_n^i(t) + n\phi_L(t)$. The magnitude of $\phi_n(t)$, and hence the spectral width of the harmonics, can thus be modified — either enhanced, or reduced if $\phi_n^i(t) \neq 0$—by using an adequate temporal phase of the laser pulse [18].

Figure 2(a) shows the result of such a measurement for CWE harmonics generated on a silica target, using the UHI10 laser system at Saclay Laser Interaction Center (SLIC), a 10-TW 60-fs 790-nm titanium:sapphire laser system, with a temporal contrast of 10^{-10} obtained with a double plasma-mirror optical switch [6,19]. The temporal phase of the driving laser pulse was changed by applying a chirp, simply moving one of the gratings in the compressor. The spectral width $\Delta\omega$ of harmonic 13 was measured using an imaging flat-field spectrometer, consisting in a toroidal mirror followed by a flat varied line spacing grating, with a resolution better than $10^{-2}\omega_0$ (ω_0 being the laser frequency) in this spectral range. It is plotted as a function of the dimensionless chirp parameter ξ of the laser pulse, related to the pulse duration τ by $\tau = \tau_{\mathrm{FTL}}\sqrt{1+\xi^2}$, where τ_{FTL} is the Fourier-transform-limited (FTL) pulse duration.

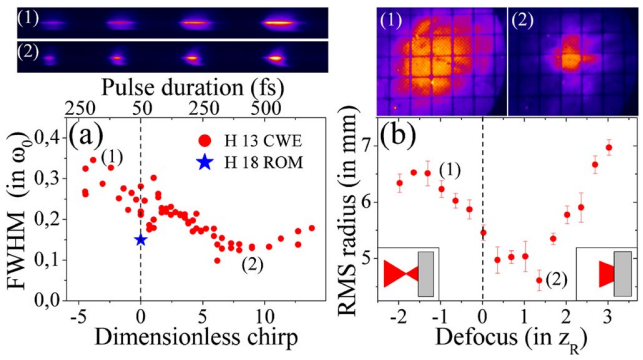


FIG. 2 (color online). (a) Measured spectral width of harmonic 13 generated by CWE ($a_0 = 0.25$ for FTL pulses), as a function of the dimensionless chirp parameter ξ of the laser pulse. The images show HHG spectra obtained around harmonic 13 for the two different chirps indicated on the graph. The spectral width of harmonic 18 generated by ROM ($a_0 = 2$) with a FTL laser pulse is shown for comparison. (b) Diameter of the CWE harmonic beam in the far field, generated on a plastic target (orders $\approx$ 13 to 15 filtered using a 100 nm thick Al filter), as a function of the distance between target surface and best focus ($a_0 = 0.6$ at best focus). The two upper images show the beam patterns for two different positions.

As predicted by our theoretical study, $\Delta\omega$ reaches a minimum when the laser pulse is positively chirped ($\xi > 0$), i.e., when its phase compensates, at least partially, for the negative intrinsic phase of the CWE harmonic.

The spectral width of the 18th ROM harmonic [6] generated on a plastic target by a FTL 60 fs pulse from UHI10 is also shown on this graph. It is comparable to the smallest spectral width obtained for CWE harmonics with a positively chirped laser pulse, although ROM harmonics are emitted during a shorter fraction of the laser pulse (Fig. 1). Following our numerical study, this observation is explained by the fact that the intrinsic phase of ROM harmonics is smaller than that of CWE.

These temporal effects have an exact analogue in the spatial domain. In CWE, the spatial dependence of the laser intensity at the focus results in a time of emission of the attosecond pulses that varies spatially, and thus in an intrinsic spatial phase $\psi_n(r)$ of the harmonics. This phase increases the divergence of the harmonic beam. In analogy to the experiment of Fig. 2(a), it can be partially compensated by a spatial phase $\psi_L(r)$ of the laser beam of opposite sign, thus leading to a reduced divergence of the harmonic beam. $\psi_L(r)$ can be controlled by moving the target surface away from the best focus of the beam, to a point where the beam wave front has a nonvanishing curvature.

Figure 2(b) shows the root-mean square radius of a CWE harmonic beam 37 cm away from the target, as a function of the distance between the target surface and the laser best focus. The minimum divergence of the harmonic beam is obtained when the best focus of the laser beam is placed beyond the target surface: in this situation, the phase advance of the laser field at the edges of the beam compensates for the delayed emission time of the attosecond pulses due to the lower laser intensity (Fig. 1). All these result strongly support the numerical findings presented above, and demonstrate the coherent control of XUV beams emitted by overdense plasmas.

We now analyze the physics of HHG from PM's to interpret these results. Because it is based on a Doppler effect, ROM is expected to generate short-wavelength light most efficiently when outgoing Brunel electrons reach their maximum velocity along the direction of the reflected beam. In contrast, CWE is triggered when Brunel electrons travel across the overdense part of the plasma. These different stages of the Brunel mechanism correspond to well-defined areas of the $x - p_x$ phase-space density (where x is the spatial coordinate along the target normal) of the plasma electrons at specific times [see white dashed boxes in Figs. 3(a) and 3(b)]. We have therefore used the $1D\frac{1}{2}$ relativistic kinetic EUTERPE code [20], in the boosted frame [21], to select the macroparticles passing through these areas at these times. The trajectories along x of the filtered macroparticles corresponding to Brunel electrons involved in ROM and CWE are, respectively, shown in Figs. 3(c) and 3(e), for two laser intensities in each case.

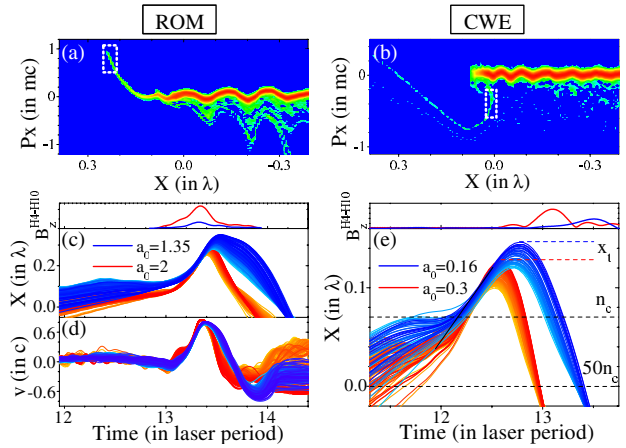


FIG. 3 (color online). (a)–(b) $x - p_x$ phase-space densities of plasma electrons at two different times, corresponding, respectively, to (a) the frequency upshift of the reflected light by relativistic outgoing Brunel electrons, and (b) to the penetration of Brunel electrons in the density gradient. In the lower graphs, electrons occupying the areas in the white dashed boxes have been selected. (c) Trajectories and (d) velocity v (along specular direction) of Brunel electrons responsible for ROM harmonics (fixed ions with imposed gradient of $L = \lambda/30$). (e) Trajectories of Brunel electrons triggering plasma oscillations (same conditions with $L = \lambda/60$). In each case, two sets of trajectories are shown, corresponding to two laser intensities. The upper panels show the amplitude of the magnetic field B of the corresponding attosecond pulses.

As far as ROM is concerned, outgoing Brunel electrons always reach their maximum velocity at the same instant of the laser optical cycle [Fig. 3(d)], whatever the laser intensity. This is why the emission time of ROM attosecond pulses does not vary with intensity [upper panel in Figs. 3(c) and 3(d)]. In contrast, in CWE, the instant where Brunel electrons reach the dense part of the plasma depends on the laser intensity [Fig. 3(e)]. The time where plasma oscillations are triggered therefore also depends on intensity, and so does the emission time of the CWE attosecond pulse they emit [upper panel in Fig. 3(e)].

In [6,9], we suggested that the variable delay in the emission time of CWE attosecond pulses could be accumulated once Brunel electrons propagate in the overdense part of the plasma, with a velocity that depends on laser intensity [22]. In Fig. 3(e), this effect only accounts for about 40% of the final delay. The other contribution to the delay comes from the fact that the turning point x_t of Brunel electrons [Fig. 3(e)] goes further toward vacuum as intensity goes down. Because of this larger excursion, Brunel electrons return later to the dense part of the plasma for decreasing intensities. PIC simulations show that the relative contribution of these two effects depends on the gradient scale length L, the effect of the varying excursion becoming dominant for $L \lesssim \lambda/60$.

From this study, it clearly appears that high-order harmonics from PMs provide a unique wealth of information on the dynamics of the laser-plasma interaction, partly encoded in their phase properties. These phase properties, and hence the characteristics of the associated XUV light beam, can be coherently controlled through the phase of the driving laser field. As far as applications are concerned, this work shows that ROM in the moderately relativistic interaction regime present several advantages over CWE: in addition to a greater spectral extension, the associated harmonics should have a smaller divergence and a better transverse coherence, due to their negligible intrinsic phase.

We gratefully acknowledge E. Lefebvre for providing the code CALDER and for his assistance on using this code, as well as P. d'Oliveira, F. Réau, and M. Bougeard for their precious technical support.

[1] P. Agostini and L. DiMauro, Rep. Prog. Phys. **67**, 813 (2004).
[2] B. Dromey *et al.*, Nature Phys. **2**, 456 (2006); Phys. Rev. Lett. **99**, 085001 (2007)
[3] Y. Mairesse *et al.*, Science **302**, 1540 (2003).
[4] K. Varju *et al.*, J. Mod. Opt. **52**, 379 (2005); Phys. Rev. Lett. **95**, 243901 (2005).
[5] L. Plaja, L. Roso, K. Rzazewski, and M. Lewenstein, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1904 (1998).
[6] C. Thaury *et al.*, Nature Phys. **3**, 424 (2007).
[7] A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wunsche, and D. von der Linde, Phys. Rev. Lett. **98**, 103902 (2007).
[8] U. Teubner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 185001 (2004).
[9] F. Quéré *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 125004 (2006).
[10] S. V. Bulanov *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 745 (1994).
[11] R. Lichters and J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, Phys. Plasmas **3**, 3425 (1996).
[12] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52 (1987).
[13] Because plasma mirrors have extremely sharp density gradients, resonance absorption does not occur.
[14] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, and T. Baeva, Phys. Rev. Lett. **93**, 115002 (2004).
[15] E. Lefebvre *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 629 (2003).
[16] Simulations show that, in the *ultrarelativistic* regime, the emission time of ROM attosecond pulses depends on intensity. D. an der Brügge and A. Pukhov, Phys. Plasmas **14**, 093104 (2007).
[17] This excludes coherent transition radiation as the emission mechanism, because this process would also occur for a steplike density gradient.
[18] Z. Chang *et al.*, Phys. Rev. A **58**, R30 (1998).
[19] A. Lévy *et al.*, Opt. Lett. **32**, 310 (2007).
[20] G. Bonnaud and C. Reisse, Nucl. Fusion **26**, 633 (1986).
[21] P. Gibbon and A. R. Bell, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535 (1992).
[22] A similar effect for harmonics emitted from the rear side of thin foils is discussed on p. 7 of K. Eidmann *et al.*, Phys. Rev. E **72**, 036413 (2005).

Coherent dynamics of plasma mirrors

C. THAURY[1], H. GEORGE[1], F. QUÉRÉ[1]*, R. LOCH[2], J.-P. GEINDRE[3], P. MONOT[1] AND PH. MARTIN[1]

[1]CEA, IRAMIS, Service des Photons Atomes et Molécules, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

[2]Laser Physics and Nonlinear Optics Group, Faculty of Science and Technology, MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente, The Netherlands

[3]Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, CNRS, Ecole Polytechnique, 91 128 Palaiseau, France

*e-mail: fabien.quere@cea.fr

Published online: 8 June 2008; doi:10.1038/nphys986

Coherent ultrashort X-ray pulses provide new ways to probe matter and its ultrafast dynamics[1–3]. One of the promising paths to generate these pulses consists of using a nonlinear interaction with a system to strongly and periodically distort the waveform of intense laser fields, and thus produce high-order harmonics. Such distortions have so far been induced by using the nonlinear polarizability of atoms, leading to the production of attosecond light bursts[4], short enough to study the dynamics of electrons in matter[3]. Shorter and more intense attosecond pulses, together with higher harmonic orders, are expected[5,6] by reflecting ultraintense laser pulses on a plasma mirror—a dense ($\approx 10^{23}$ electrons cm^{-3}) plasma with a steep interface. However, short-wavelength-light sources produced by such plasmas are known to generally be incoherent[7]. In contrast, we demonstrate that like in usual low-intensity reflection, the coherence of the light wave is preserved during harmonic generation on plasma mirrors. We then exploit this coherence for interferometric measurements and thus carry out a first study of the laser-driven coherent dynamics of the plasma electrons.

One of the challenges of high-order harmonic generation (HHG), beyond the production of very high orders with good efficiencies, is to preserve the initial properties of the laser beam in this frequency conversion process. In particular, keeping a high degree of coherence is essential for many applications, such as coherent imaging[8]. This has already been shown to be possible for HHG in gases[9], but remains an open question for dense plasmas.

In this case, an intense laser pulse interacts with an initially solid target, and creates a dense reflective plasma at the surface. In an early study using picosecond laser pulses[10], interference measurements in the far-field using Young slits suggested that the coherence of the light field in the source plane was lost in interaction with such an extremely dense and hot (a few 10^6 K) plasma, for instance through stochastic processes or plasma instabilities. This conclusion was consistent with the observation of an uncollimated harmonic emission. Here, we demonstrate that such deleterious effects can be avoided using well-controlled interaction conditions, that is, ultrashort (<100 fs) laser pulses with a high temporal contrast. In these conditions, the plasma hardly has time to expand during the interaction (density gradient scale length $L \approx \lambda/10$, with λ being the laser wavelength), and thus behaves as a high-flatness mirror—a plasma mirror[11]. We then exploit the coherence of the produced harmonics to study the dynamics of plasma electrons on the attosecond timescale.

Our experiment uses 60 fs pulses with a high temporal contrast (10^{10} on the nanosecond timescale), to produce high-order harmonics on plasma mirrors through coherent wake emission[12] (CWE), at intensities from a few 10^{16} W cm^{-2} to a few 10^{17} W cm^{-2}. Groups of harmonics in the beam diverging from the plasma mirror are selected with different kinds of thin metallic filter, and the resulting spatial profile in the far-field is then measured at a distance $D = 38$ cm from the source (see the Methods section). It has already been shown that collimated beams of extreme-ultraviolet light are obtained in such an interaction regime[11], but this result alone does not guarantee a good spatial coherence of the harmonics[13].

We have implemented a new and remarkably simple technique to study this issue. A transmission grating is placed into the beam before focusing (Fig. 1a). It is designed in such a way that at the focus of the beam, diffraction produces a central focal spot surrounded by two slightly weaker satellite spots at a distance $a = 40$ μm. Temporally synchronized and phase-locked laser pulses reach these three spatially separated foci of identical shape. High-order harmonics are generated on each focal spot on reflection onto a plasma mirror.

When measuring the spatial profile of the harmonic beam in the far-field, fringes with an almost perfect contrast can be observed, which result from the interferences between the three spatially separated extreme-ultraviolet sources (Fig. 1b,c). This simple result demonstrates the mutual coherence of several harmonic sources generated on a plasma mirror. It establishes that, although it involves a highly complex medium, the HHG mechanism is coherent, that is, it preserves the phase properties of the incident light. This is, to the best of our knowledge, the first direct proof of the intrinsic coherence of a frequency up-conversion process in such a dense plasma. Such mutually coherent short-wavelength sources can be exploited in applications such as time-resolved interferometry[14], holography or high-resolution Ramsey spectroscopy[15]. This essential property adds to the recent surge of results obtained on this light source[5,6,11,16,17], showing that plasma mirrors are a very promising path to coherent ultrashort and intense X-ray pulses.

These measurements involve the interference of several harmonic sources driven at different laser intensities. Changes in laser intensity I imply variations in the dynamics of the system, and hence in the temporal properties of the radiated harmonic field. In particular, the spectral phase ϕ_ω of the harmonics generally depends on laser intensity[18–20]. Interferograms such as the one shown in Fig. 1b can provide information on $\phi_\omega(I)$, and hence on the laser-driven coherent dynamics of the plasma electrons. In addition, knowledge of this intensity-dependent phase is essential to understand the properties of any laser-driven harmonic source. Indeed, because high laser intensities are required, HHG occurs around the focus of ultrashort laser pulses, and the laser intensity thus has strong spatial and temporal variations. These lead to non-trivial spatial and temporal phases of the harmonics, which

© 2008 Macmillan Publishers Limited. All rights reserved.

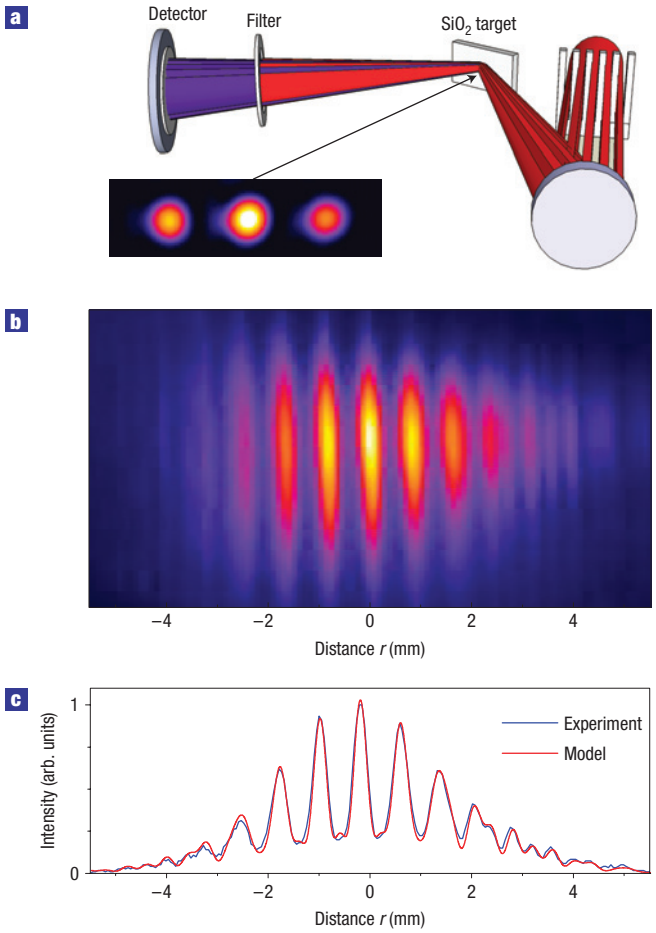


Figure 1 Coherent harmonic beams from plasma mirrors. a, Experimental set-up, and intensity distribution in the focal plane. In this case, the intensity ratio between the central and lateral spots is 0.57. **b**, Single-shot far-field interference pattern of harmonics 8–10. **c**, Lineout of the fringes and theoretical fit with phase shifts $\Delta\Phi_\omega = 0.23\omega/\omega_L$ rad.

affect the divergence and spectral width, as well as the exact coherence degree of the source[20,21].

In the case of three sources of different intensities shown in Fig. 1a, the interference pattern in the far-field is given by the following elementary equation (see the Supplementary Information)

$$I(\mathbf{r}) = \int \mathrm{d}\omega I_\omega F_\omega(\mathbf{r})\left[I^0_\omega + I^1_\omega(\mathbf{r}) + I^2_\omega(\mathbf{r})\right] \qquad (1)$$

$$I^0_\omega = 1 + 2\alpha_\omega$$

$$I^1_\omega(\mathbf{r}) = 4\sqrt{\alpha_\omega}\cos(\Delta\phi_\omega)\cos(\mathbf{k}_\omega\mathbf{r})$$

$$I^2_\omega(\mathbf{r}) = 2\alpha_\omega\cos(2\mathbf{k}_\omega\mathbf{r}),$$

where $\mathbf{k}_\omega = (\omega/cD)\mathbf{a}$ (with c being the speed of light and $\mathbf{a}$ being the vector joining the central focal spot to a lateral one), I_ω is the harmonic spectral intensity and $F_\omega(\mathbf{r})$ is the spatial intensity profile of frequency ω in the detection plane for a single focal spot. α_ω is the intensity ratio between the central harmonic source and the two lateral ones, and $\Delta\phi_\omega = \phi_\omega(I) - \phi_\omega(\alpha_{\omega_L} I)$ is the phase shift

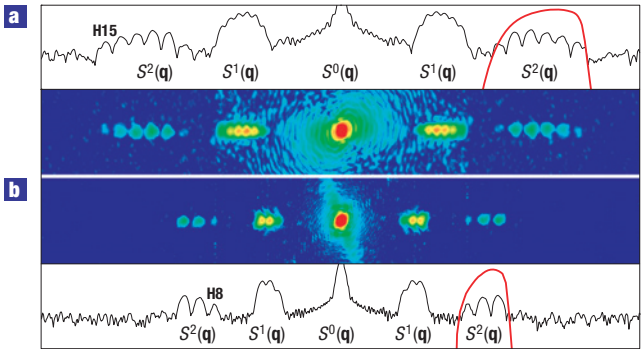


Figure 2 Spectra $S(q)$ of two single-shot interferograms (in log scale). a, Case where harmonics 10–15 are selected using a 200-nm-thick tin filter. **b**, Case where harmonics 8–10 are selected with a 200-nm-thick indium filter. The transmission curves of these filters are shown as red lines around the $S^2(\mathbf{q})$ term. In both cases, the generation is based on CWE on a silica target, and $\alpha_{\omega_L} = 0.57$.

between these sources for frequency ω (where ω_L is the driving laser frequency, and I and $\alpha_{\omega_L} I$ are the peak laser intensities for the central and lateral spots, respectively). No phase shift occurs between the two lateral harmonic sources, as they are generated at the same laser intensity. Using this simple formula, perfect fits of the experimental data can be obtained, as shown in Fig. 1c.

Equation (1) shows that the interference pattern contains two sets of fringes for each ω, with spatial frequencies $|\mathbf{k}_\omega|$ and $2|\mathbf{k}_\omega|$. Fringes of frequency $|\mathbf{k}_\omega|$ correspond to the interference of the central harmonic source with either of the two lateral ones, whereas those of frequency $2|\mathbf{k}_\omega|$ correspond to the interference between the two outer sources. In usual two-source interferometry, phase terms are encoded in shifts of the fringes. Because of the symmetry of the present configuration with three sources, the phase shift $\Delta\phi_\omega$ affects the contrast of the $|\mathbf{k}_\omega|$ fringes, but not their positions.

To further analyse these interferograms, we calculate the Fourier transform $S(\mathbf{q})$ of $I(\mathbf{r})$ with respect to $\mathbf{r}$

$$S(\mathbf{q}) = \int \mathrm{d}\omega I_\omega\left[S^0_\omega(\mathbf{q}) + S^1_\omega(\mathbf{q}) + S^2_\omega(\mathbf{q})\right] \qquad (2)$$

$$S^0_\omega(\mathbf{q}) = (1 + 2\alpha_\omega)\tilde{F}_\omega(\mathbf{q})$$

$$S^1_\omega(\mathbf{q}) = 2\sqrt{\alpha_\omega}\cos(\Delta\phi_\omega)\left[\tilde{F}_\omega(\mathbf{q} - \mathbf{k}_\omega) + \tilde{F}_\omega(\mathbf{q} + \mathbf{k}_\omega)\right]$$

$$S^2_\omega(\mathbf{q}) = \alpha_\omega\left[\tilde{F}_\omega(\mathbf{q} - 2\mathbf{k}_\omega) + \tilde{F}_\omega(\mathbf{q} + 2\mathbf{k}_\omega)\right],$$

where $\tilde{F}_\omega(\mathbf{q})$ is the spatial Fourier transform of $F_\omega(\mathbf{r})$, whereas $S^1_\omega(\mathbf{q})$ and $S^2_\omega(\mathbf{q})$ are the Fourier transforms of the two sets of fringes discussed previously.

The total signal is the incoherent superposition of the interferograms corresponding to each frequency ω (equations (1) and (2)). As each frequency leads to a different fringe spacing, the $S^1_\omega(\mathbf{q})$ or $S^2_\omega(\mathbf{q})$ terms in the Fourier transform of the interferogram provide the extreme-ultraviolet spectrum I_ω, convoluted with $\tilde{F}_\omega(\mathbf{q})$. This set-up thus constitutes a remarkably simple and cheap single-shot Fourier spectrometer in the extreme-ultraviolet region. This is shown in Fig. 2, where two filters have been used to select different groups of harmonics. Its spectral resolution depends on the harmonic beam profile through $\tilde{F}_\omega(\mathbf{q})$, and increases with the divergence of this beam.

Equation (2) also shows that the phase shift $\Delta\phi_\omega$ between the central and lateral sources is encoded in the magnitude of the $S^1_\omega(\mathbf{q})$

© 2008 Macmillan Publishers Limited. All rights reserved.

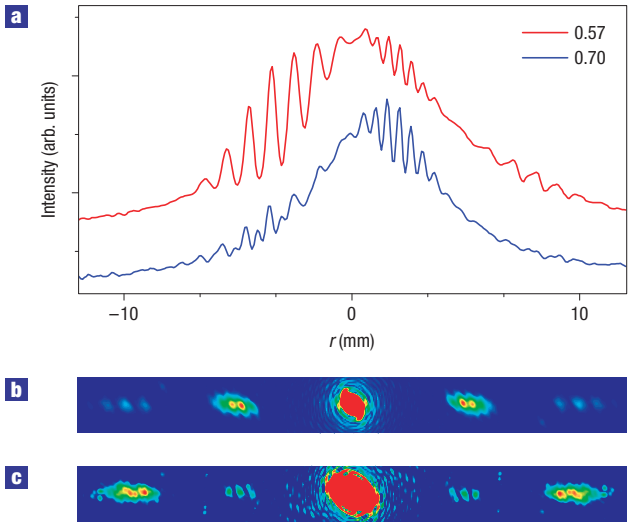


Figure 3 Effect of the phase shift $\Delta\phi_\omega$ on the interferogram. a, Lineouts of two single-shot interferograms, for two intensity ratios α_{ω_L} of 0.57 and 0.7 (corresponding to slit widths of the grating of respectively 4 mm and 3.2 mm). The fringe pattern is different from the one shown in Fig. 1c, because of the larger numerical aperture ($f/12$ instead of $f/17$) of the laser beam, which leads to a larger divergence of the harmonic beam and hence a wider interference field. **b**,**c**, Fourier transforms $S(\mathbf{q})$ of the corresponding interferograms (on a linear scale), showing the large change in relative weight of the $S^1_\omega(\mathbf{q})$ and $S^2_\omega(\mathbf{q})$ terms when $\Delta\phi_\omega$ goes from $\approx\pi$ (**b**, $\alpha_{\omega_L} = 0.57$) to $\approx\pi/2$ (**c**, $\alpha_{\omega_L} = 0.7$).

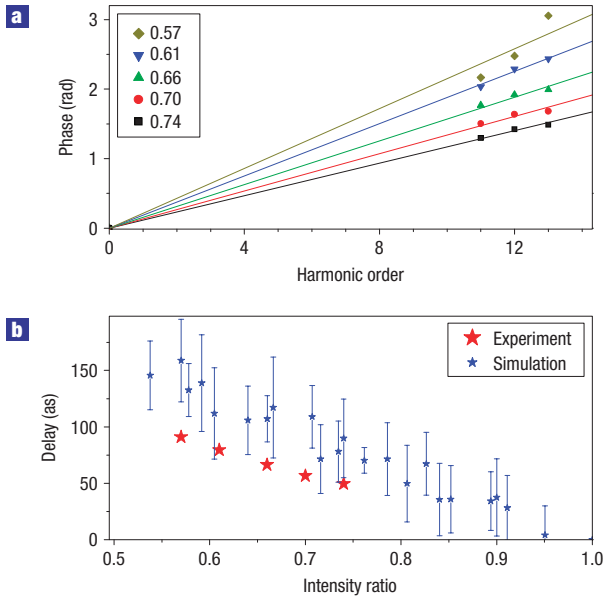


Figure 4 Relative phases $\Delta\phi_\omega$ between the central and lateral sources. a, Phase shift plotted as a function of the harmonic order (for orders 11–13), for different laser intensity ratios α_{ω_L}, the values of which are given in the legend. Each point is an average over five laser shots, and has an uncertainty of ≈10%. The lines are linear fits, $\Delta\phi_\omega = \omega\tau$. **b**, The delay τ deduced from these data as a function of α_{ω_L}. These measurements are compared with the results of PIC simulations carried out at different laser intensities. In this case, the error bars correspond to the fluctuations in delay between pairs of attosecond pulses in the two trains (see the Supplementary Information).

term in the spectrum $S(\mathbf{q})$. To illustrate the influence of $\Delta\phi_\omega$, we have varied its value by changing α_{ω_L}, the intensity ratio for the driving laser (Fig. 3). This is achieved by changing the width l of the slits in the transmission grating. The case where $\Delta\phi_\omega \approx \pi/2$ leads to particularly striking effects on the interferogram. In this case, the $S^1_\omega(\mathbf{k}_\omega)$ term in $S(\mathbf{q})$ is close to zero and fringes of frequency $|\mathbf{k}_\omega|$, which usually dominate the interferogram, now almost completely disappear, whereas the $2|\mathbf{k}_\omega|$ fringes keep a good contrast. We extract $\Delta\phi_\omega$ from the spectrum $S(\mathbf{q})$ (see the Methods section and Supplementary Information) using the ratio:

$$R_\omega = S(\mathbf{k}_\omega)/S(2\mathbf{k}_\omega) \approx S^1_\omega(\mathbf{k}_\omega)/S^2_\omega(2\mathbf{k}_\omega) = 2\cos(\Delta\phi_\omega)/\sqrt{\alpha_\omega}. \quad (3)$$

The results of this measurement are shown in Fig. 4, for harmonics 11, 12 and 13, and for different intensity ratios α_{ω_L} corresponding to different l.

$\Delta\phi_\omega$ decreases from $\approx\pi$ to slightly less than $\pi/2$ as the laser intensity ratio α_{ω_L} goes from about 0.57 to 0.74. For each α_{ω_L}, the phase shift $\Delta\phi_\omega$ between the central harmonic source and the two lateral ones is observed to vary linearly with harmonic frequency ω (Fig. 4a). A linear phase shift $\Delta\phi_\omega$ corresponds to a simple translation by $\tau = \Delta\phi_\omega/\omega$ in the time domain. In other words, these results show that the light fields $E^0(t)$ and $E^1(t)$, corresponding to the superposition of harmonics 11–13, emitted respectively by the central and lateral sources, are identical and simply shifted in time by a delay τ, that is, $E^0(t) = E^1(t+\tau)$. Figure 4b shows that τ decreases as intensity ratio α_{ω_L} gets closer to 1, as expected. These delays are smaller than 100 as: this remarkable sensitivity of the method comes from the fact that the contrast of the $|\mathbf{k}_\omega|$ fringes goes from maximum to zero for a change of only $\pi/2$ of the phase of harmonic n (Fig. 3), corresponding to a shift in time of $T_L/4n$, with $n \approx 10$ and $T_L = 2.6$ fs for an 800 nm laser field.

Numerical simulations with particle-in-cell (PIC) codes provide a physical interpretation of this delay τ (ref. 20). In CWE, trains of attosecond pulses are emitted by collective electron oscillations at the plasma–vacuum interface, which are triggered once every optical cycle in the wake of electron bunches[12]. These electron bunches are formed as the electric field pulls some electrons into vacuum, and then, when it changes sign, pushes them back into the overdense plasma[22,23]. When the peak intensity of the laser pulse is changed, the return time of these so-called 'Brunel electrons' to the plasma changes by a fraction of the laser optical period. The same time shift is transferred to the attosecond pulses. According to simulations, this is the main effect of an intensity variation of the driving laser on the attosecond pulse train.

The delay associated with this effect, obtained from one-dimensional PIC simulations, is shown in Fig. 4, as a function of the intensity ratio α_{ω_L}. It differs from the experimental values by a factor 1.6, but the evolutions with α_{ω_L} are similar. This qualitative agreement is satisfactory, as a PIC code is only a model of the actual plasma, which does not take all physical processes into account (for example, collisions). For instance, whereas the expansion of the plasma is only approximately reproduced by PIC simulations, the delay τ depends on the length and shape of the density gradient at the plasma–vacuum interface. This comparison with simulations shows that our measurements give access to the change in return time of Brunel electrons with laser intensity, with sublaser cycle temporal resolution.

In the past 15 years, HHG from gases has been instrumental in providing a comprehensive understanding of the interaction

© 2008 Macmillan Publishers Limited. All rights reserved.

of intense lasers with atoms and molecules[3,4]. Our measurements show that HHG from plasma mirrors can be used in a similar way as a probe of the coherent dynamics of plasmas driven by high-intensity lasers. Fully exploiting this new probe will require measurements of the harmonic field with attosecond resolution. Attosecond pulses can be generated not only when electrons return to the plasma (CWE), but also when they escape towards vacuum and reach relativistic velocities, thus inducing a Doppler upshift of the reflected light[11,24,25]. Measurements of the attosecond pulse trains associated with these two processes, and of their timing with respect to the driving laser optical cycle, should thus provide direct insight into the different stages of sublaser cycle electron dynamics. Studying this dynamics is essential for a proper understanding of many phenomena in laser–plasma physics, such as ion or electron acceleration, or short-wavelength-light generation, either by HHG or other mechanisms such as Kα emission[26]. From the point of view of applications, demonstrating the coherent character of HHG from plasma mirrors, as we have done here for CWE, is an important step for the development of this ultrashort-light source. Obtaining extremely short wavelengths will require the use of the Doppler effect occurring at higher intensities. Although this remains to be established experimentally, the coherence of the light beam is also expected to be preserved in this process[20].

METHODS

EXPERIMENTAL SET-UP

We use 60 fs, 10 TW pulses delivered by a chirped-pulse-amplification titanium–sapphire laser. A double-plasma-mirror optical switch is used at the output of the laser chain to improve the temporal contrast ratio by four orders of magnitude[27]. A transmission grating, consisting of a frosted-glass comb of 1 cm periodicity, with 4-mm-wide slits, is placed into the beam. To vary the effective slit width, a second identical grating is placed behind the first one and translated horizontally. This beam is then focused with an off-axis parabolic mirror of 500 mm focal length, with a numerical aperture that can be varied from $f/10$ to $f/25$ (corresponding to beam diameters of 50–20 mm). Diffraction from this grating leads, at the laser focus, to three main focal spots separated by $a = 40\,\mu$m. For a slit width of 4 mm, the intensity ratio between the central spot and the lateral ones is 0.57.

Harmonics of the 800 nm incident laser field are generated on reflection on a bulk silica target at 45° incidence, by the CWE mechanism[12]. 15 cm away from the target, the beam reflects on two plates with an anti-reflection coating at the laser wavelength (not shown in Fig. 1a). This eliminates most of the fundamental light. Different groups of harmonics can then be selected using filters. The resulting extreme-ultraviolet beam is detected at $D = 38$ cm from the source, using double-stage microchannel plates coupled to a phosphor screen, the fluorescence of which is imaged on a CCD (charge-coupled device) camera. The total spatial resolution of the set-up is estimated to be 90 μm, which is high enough to properly resolve the fringe pattern of a few hundred microns periodicity.

DATA ANALYSIS

From the interferograms, we calculate $\cos(\Delta\phi_\omega)$ using the ratio R_ω defined in equation (3). This requires knowledge of the intensity ratio α_ω (equation (3)). To this end, we have measured the dependence of the harmonic signal on the laser intensity (see Supplementary Information, Fig. S1), and use these data to deduce α_ω from α_{ω_L}, the intensity ratio for the incident laser field, which is easily and accurately calculated from the characteristics of the grating using diffraction theory. The value of $\cos(\Delta\phi_\omega)$ provides $|\Delta\phi_\omega + 2n\pi|$. The sign of $\Delta\phi_\omega$ is determined from numerical simulations, and the value of n is determined from the measured divergence of the harmonic beam (see Fig. 1c and Supplementary Information).

PIC SIMULATIONS

We use the one-dimensional PIC code EUTERPE (ref. 28). The results of Fig. 4 were obtained from simulations where both ions and electrons are mobile. We start with an infinitely steep plasma–vacuum interface, and initial ion and electron temperatures of 0.1 and 0.5 keV, respectively. Collisions are not taken into account. The plasma density is $110n_c$. The maximum intensity that we used is $I\lambda^2 = 1.2 \times 10^{17}$ W cm^{-2} μm^{-2}, and the intensities for the other simulations were deduced from this value using the ratio α_{ω_L}. We filter a group of harmonics in the spectrum of the pulse reflected from the plasma, to obtain a train of attosecond pulses in the time domain, and then measure the temporal position of the peak of each of these attosecond pulses. The data in Fig. 4 correspond to the average value of the delay between attosecond pulses in two trains generated at two different laser intensities.

Received 13 February 2008; accepted 8 May 2008; published 8 June 2008.

References

1. Chapman, H. N. *et al.* Femtosecond time-delay X-ray holography. *Nature* **448**, 676–679 (2007).
2. Cavalieri, A. L. *et al.* Attosecond spectroscopy in condensed matter. *Nature* **449**, 1029–1032 (2007).
3. Corkum, P.B. & Krausz, F. Attosecond science. *Nature Phys.* **3**, 381–387 (2007).
4. Agostini, P. & DiMauro, L. The physics of attosecond pulses. *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813–855 (2004).
5. Dromey, B. *et al.* High harmonic generation in the relativistic limit. *Nature Phys.* **2**, 456–459 (2006).
6. Tsakiris, G., Eidmann, K., Meyer-ter-Vehn, J. & Krausz, F. Route to intense single attosecond pulses. *New J. Phys.* **8**, 19 (2006).
7. Murnane, M. M., Kapteyn, H. C., Gordon, S.P. & Falcone, R.W. Ultrashort X-ray pulses. *Appl. Phys. B* **58**, 261–266 (1994).
8. Chapman, H. N. *et al.* Femtosecond diffractive imaging with a soft-X-ray free-electron laser. *Nature Phys.* **2**, 839–843 (2006).
9. Le Deroff, L. *et al.* Measurement of the degree of spatial coherence of high-order harmonics using a Fresnel-mirror interferometer. *Phys. Rev. A* **61**, 043802 (2000).
10. Zhang, J. *et al.* Coherence and bandwidth measurements of harmonics generated from solid surfaces irradiated by intense picosecond laser pulses. *Phys. Rev. A* **54**, 1597–1603 (1996).
11. Thaury, C. *et al.* Plasma mirrors for ultrahigh intensity optics. *Nature Phys.* **3**, 424–429 (2007).
12. Quéré, F. *et al.* Coherent wake emission of high-order harmonics from overdense plasmas. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125004 (2006).
13. Collett, E. & Wolf, E. Is complete spatial coherence necessary for the generation of highly directional light beams? *Opt. Lett.* **2**, 27–29 (1978).
14. Salières, P. *et al.* Frequency-domain interferometry in the XUV with high-order harmonics. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5483–5486 (1999).
15. Cavalieri, S. *et al.* Ramsey-type spectroscopy with high-order harmonics. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 133002 (2002).
16. Gordienko, S., Pukhov, A., Shorokhov, O. & Baeva, T. Relativistic Doppler effect: Universal spectra and zeptosecond pulses. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 115002 (2004).
17. Dromey, B. *et al.* Bright multi-keV harmonic generation from relativistically oscillating plasma surfaces. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 085001 (2007).
18. Lewenstein, M., Salières, P. & L'Huillier, A. Phase of the atomic polarization in high-order harmonic generation. *Phys. Rev. A* **52**, 4747–4754 (1995).
19. Corsi, C. *et al.* Direct interferometric measurement of the atomic dipole phase in high-order harmonic generation. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 023901 (2006).
20. Quéré, F. *et al.* Phase properties of high-order harmonics reflected from plasma mirrors. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 095004 (2008).
21. Zerne, R. *et al.* Phase-locked high-order harmonic sources. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1006–1009 (1997).
22. Brunel, F. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52–55 (1987).
23. Bonnaud, G., Gibbon, P., Kindel, J. & Williams, E. Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma. *Laser Part. Beams* **9**, 339–354 (1991).
24. Bulanov, S. V., Naumova, N. M. & Pegoraro, F. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser-pulse with an overdense plasma. *Phys. Plasmas* **1**, 745–757 (1994).
25. Lichters, R., Meyer-ter-Vehn, J. & Pukhov, A. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Phys. Plasmas* **3**, 3425–3437 (1996).
26. Rischel, C. *et al.* Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films. *Nature* **390**, 490–492 (1997).
27. Lévy, A. *et al.* Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense laser pulses. *Opt. Lett.* **32**, 310–312 (2007).
28. Bonnaud, G. & Reisse, C. Particle code study of the influence of non-monochromaticity of laser light on stimulated Raman scattering in laser-irradiated plasmas. *Nucl. Fusion* **26**, 633–646 (1986).

Supplementary Information accompanies this paper on www.nature.com/naturephysics.

Acknowledgements

Financial support from Agence Nationale pour la Recherche, through program BLAN06 − 3_134072 (ILAR), is gratefully acknowledged.

Author contributions

Idea and experiment design by F.Q. and C.T.; measurements by C.T., H.G, R.L. and F.Q.; data analysis by C.T., F.Q. and J.-P.G.; P.M. and Ph.M. contributed to scientific discussions and support; paper written by F.Q., C.T. and H.G.

Author information

Reprints and permission information is available online at http://npg.nature.com/reprintsandpermissions. Correspondence and requests for materials should be addressed to F.Q.

© 2008 Macmillan Publishers Limited. All rights reserved.

TABLE DES FIGURES

0.1 Spectre typique d'harmoniques d'ordres élevés générées sur miroir plasma 3

1.1 Profil de densité schématique d'un plasma « réaliste » 11
1.2 Ionisation d'une cible d'aluminium. 12
1.3 Trajectoires des électrons de Brunel pour différents t_k 14
1.4 Vitesse de retour des électrons de Brunel 15
1.5 Espaces des phases (x, p_x) des différentes étapes de « l'absorption Brunel ». 15
1.6 Trajectoires des électrons de Brunel en présence d'un gradient de densité 17
1.7 Espaces des phases (x, p_x) montrant les différentes étapes de « l'absorption Brunel » dans le cas d'un gradient exponentiel 17
1.8 Illustration du calcul de l'intégrale des courants retardés 20

2.1 Spectre d'harmoniques et train d'impulsions attosecondes 24
2.2 Dérive de fréquence attoseconde 26
2.3 Dérive de fréquence femtoseconde 27

3.1 Profil temporel schématique d'une impulsion laser ultracourte 30
3.2 Profil temporel du laser LUCA mesuré avec un cross-corrélateur du troisième ordre. 30
3.3 Profil spatial du laser LUCA après réflexion sur le plasma 31
3.4 Profil temporel du laser UHI avec et sans double miroir plasma (DMP) . 32
3.5 Schéma général d'un code particulaire 34
3.6 Transformation de Lorentz 36

4.1 Spectre harmonique obtenu sur le laser LUCA avec un éclairement de $3 \times 10^{16} W cm^{-2}$ 41
4.2 Densité électronique et impulsions attosecondes pour $I = 2.6 \times 10^{17} W cm^{-2}$. 41

5.1 Schémas des différentes étapes de l'émission cohérente de sillage. 47
5.2 Trajectoires des électrons de Brunel 48
5.3 Vitesse de retour des électrons de Brunel 49
5.4 Croisements des trajectoires des électrons de Brunel 50
5.5 Pic de densité électronique dans l'espace des phases 51
5.6 Propagation du pic de densité électronique dans le gradient de densité . . 52
5.7 Variation de la densité et de la vitesse des pics de densité électronique avec l'amplitude laser 53
5.8 Angle de propagation des électrons de Brunel dans le plasma 54
5.9 Influence de l'angle d'incidence sur la vitesse et la densités des pics d'électrons 55

5.10 Trajectoires des électrons de Brunel illustrant la formation des pics de densité 56
5.11 Excitation d'oscillations plasmas par un paquet d'électrons sous incidence normale 58
5.12 Oscillations plasmas pour différentes longueurs de gradient 59
5.13 Variation de l'amplitude des oscillations plasmas avec la densité des paquets d'électrons énergétiques 60
5.14 Formation d'une nappe d'électrons en incidence oblique 61
5.15 Traversée du plasma par des pics de densité d'électrons énergétiques en incidence oblique 62
5.16 Comparaison entre le modèle analytique d'excitation des oscillations plasmas et une simulation particulaire 63
5.17 Excitation d'oscillations plasmas par les pics de densité formés par les électrons de Brunel 64
5.18 Cartes de courants et direction d'oscillation des électrons thermiques . . 65
5.19 Localisation de l'émission harmonique 66
5.20 Calcul de l'intégrale des courants retardés par la méthode de la phase stationnaire 68
5.21 Couplage onde plasma - onde électromagnétique 70
5.22 Efficacité de conversion de mode entre ondes plasma et électromagnétique 72
5.23 Variation du signal harmonique CWE avec l'éclairement laser 73
5.24 Influence de la longueur de gradient sur l'émission harmonique 74
5.25 Variation du signal harmonique CWE avec l'angle d'incidence 76
5.26 Spectre expérimental des harmoniques 12 à 15 du laser UHI, générées sur la face arrière d'une feuille d'or de $50nm$ 77
5.27 Émission d'impulsions attosecondes en face arrière d'une feuille mince. . . 78
5.28 Formation d'un pic de densité en face arrière et émission d'une impulsion attoseconde 79
5.29 Émission térahertz par sillage laser 80
5.30 Émission solaire de type III 81

6.1 Décalage Doppler subit par une onde plane lors de sa réflexion sur un miroir en translation uniforme 84
6.2 Décalage Doppler 85
6.3 Mouvement de la surface et champ réfléchi en régime relativiste. 87
6.4 Impulsions attosecondes relativistes et carte de densité électronique. . . . 88
6.5 Points de phase stationnaire et point de vitesse maximale. 89
6.6 Spectres calculés à partir du courant transverse avec et sans effets de retard 91
6.7 Champ incident et champ réfléchi par le « miroir oscillant » 92
6.8 Effet Brunel et miroir oscillant 93
6.9 Instants d'émission des impulsions attosecondes relativistes 96
6.10 Influence de l'éclairement sur la génération d'harmoniques relativistes . . 98
6.11 Influence de la longueur de gradient sur la génération d'harmoniques relativistes 99
6.12 Influence de l'angle d'incidence sur la génération d'harmoniques relativistes100
6.13 Illustration des limites prédictives du modèle du miroir oscillant 103

7.1 Schéma du dispositif expérimental d'analyse spectrale 109
7.2 Spectre de l'émission harmonique obtenue sur un miroir plasma d'or. . . 110
7.3 Schéma du dispositif expérimental d'imagerie du profil harmonique . . . 111
7.4 Courbes de transmissions de 3 filtres métalliques 111
7.5 Profil spatial de la superposition des harmoniques 10 à 15. 113

8.1 Spectres d'harmoniques de sillage obtenus en utilisant des cibles composées de différents matériaux. 115
8.2 Spectres d'harmoniques relativistes et non relativistes 117
8.3 Dépendance en éclairement laser de l'efficacité de génération des harmoniques de sillage. 118
8.4 Dépendance en éclairement du signal harmonique intégré spatialement en régime non relativiste 119
8.5 Dépendance en éclairement du spectre harmonique, en régimes relativiste et non relativiste 120

9.1 Mise en évidence numérique de la dérive de fréquence des harmoniques individuelles (ions fixes) 124
9.2 Mise en évidence numérique de la dérive de fréquence des harmoniques individuelles (ions mobiles) 125
9.3 Mise en évidence expérimentale de la phase spectrale des harmoniques de sillage 127
9.4 Manifestation dans le domaine spatial de de la phase harmonique 129
9.5 Mise en évidence expérimentale de la phase spatiale 130
9.6 Origine de la phase des harmoniques de sillage 132
9.7 Origine de la variation du temps de retour des électrons dans le plasma . 133
9.8 Influence de la longueur de gradient et de l'éclairement sur le train d'impulsion attoseconde 134
9.9 Étude expérimentale des variations de la divergence harmonique et de la largeur spectrale avec l'éclairement laser 135
9.10 Étude analytique de la variation du délai à l'émission des impulsions attosecondes. 135
9.11 Trajectoires des électrons de Brunel relativistes pour deux éclairements différents 136
9.12 Dérive de fréquence femtoseconde en régime relativiste 137
9.13 Interférences à trois sources harmoniques 139
9.14 Figure d'interférences obtenue avec un faisceau laser ouvert à $f/12.5$. . . 140
9.15 Transformée de Fourier de deux figures d'interférences. 143
9.16 Effet du déphasage entre les sources sur la figure d'interférences. 144
9.17 Figures d'interférences calculées pour des phases harmoniques de différentes amplitudes 145
9.18 Mesure expérimentale de la phase harmonique 145

10.1 Dérive de fréquence attoseconde de l'émission cohérente de sillage 148
10.2 Schéma de principe d'une autocorrélation et montage expérimental . . . 149
10.3 Spectre de temps de vols obtenu pour un filtre d'aluminium 150

B.1 Génération d'harmoniques de sillages sur des gradients de formes diverses 160

BIBLIOGRAPHIE

[1] W. C. Röntgen. Über eine neue Art von Strahlen. *Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-Medic.-Gesellschaft*, 53(1369), 1895.

[2] B. D. Cullity. *Elements of X-ray Diffraction.* Addison-Wesley, 1956.

[3] B. K. Agarwal. *X-ray spectroscopy : an introduction.* Springer-Verlag, 1979.

[4] R. Neutze, R. Wouts, D. van der Spoel, E. Weckert, et J. Hajdu. Potential for biomolecular imaging with femtosecond X-ray pulses. *Nature*, 406 :752–757, August 2000.

[5] T. Pfeifer, C. Spielmann, et G. Gerber. Femtosecond x-ray science. *Reports of Progress in Physics*, 69 :443–505, February 2006.

[6] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, M. D. Rosen, et R. W. Falcone. Ultrafast X-ray pulses from laser-produced plasmas. *Science*, 251 :531–536, February 1991.

[7] C. Rischel, A. Rousse, I. Uschmann, P.-A. Albouy, J.-P. Geindre, P. Audebert, J.-C. Gauthier, E. Fröster, J.-L. Martin, et A. Antonetti. Femtosecond time-resolved X-ray diffraction from laser-heated organic films. *Nature*, 390 :490–492, December 1997.

[8] W. Ackermann *et al.* Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window. *Nature Photonics, Volume 1, Issue 6, pp. 336-342 (2007).*, 1 :336–342, June 2007.

[9] K. J. Gaffney et H. N. Chapman. Imaging Atomic Structure and Dynamics with Ultrafast X-ray Scattering. *Science*, 316 :1444–, June 2007.

[10] H. N. Chapman, S. P. Hau-Riege, M. J. Bogan, S. Bajt, A. Barty, S. Boutet, S. Marchesini, M. Frank, B. W. Woods, W. H. Benner, R. A. London, U. Rohner, A. Szöke, E. Spiller, T. Möller, C. Bostedt, D. A. Shapiro, M. Kuhlmann, R. Treusch, E. Plönjes, F. Burmeister, M. Bergh, C. Caleman, G. Huldt, M. M. Seibert, et J. Hajdu. Femtosecond time-delay X-ray holography. *Nature*, 448 :676–679, August 2007.

[11] M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompre, G. Mainfray, et C. Manus. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 21(3) :L31–L35, 1988.

[12] P. B. Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Physical Review Letter*, 71(13) :1994–1997, Sep 1993.

[13] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H. G. Muller, et P. Agostini. Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation. *Science*, 292 :1689–1692, June 2001.

[14] Y. Mairesse, A. de Bohan, L. J. Frasinski, H. Merdji, L. C. Dinu, P. Monchicourt, P. Breger, M. Kovačev, R. Taïeb, B. Carré, H. G. Muller, P. Agostini, et P. Salières.

Attosecond Synchronization of High-Harmonic Soft X-rays. *Science*, 302 :1540–1543, November 2003.

[15] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, et F. Krausz. Attosecond metrology. *Nature*, 414 :509–513, November 2001.

[16] G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, et M. Nisoli. Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses. *Science*, 314 :443–446, October 2006.

[17] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, et F. Krausz. Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy. *Nature*, 419 :803–807, October 2002.

[18] A. L. Cavalieri, N. Müller, T. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuška, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blümel, R. Holzwarth, S. Hendel, M. Drescher, U. Kleineberg, P. M. Echenique, R. Kienberger, F. Krausz, et U. Heinzmann. Attosecond spectroscopy in condensed matter. *Nature*, 449 :1029–1032, October 2007.

[19] M. Uiberacker, T. Uphues, M. Schultze, A. J. Verhoef, V. Yakovlev, M. F. Kling, J. Rauschenberger, N. M. Kabachnik, H. Schröder, M. Lezius, K. L. Kompa, H.-G. Muller, M. J. J. Vrakking, S. Hendel, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, et F. Krausz. Attosecond real-time observation of electron tunnelling in atoms. *Nature*, 446 :627–632, April 2007.

[20] P. Tzallas, D. Charalambidis, N. A. Papadogiannis, K. Witte, et G. D. Tsakiris. Direct observation of attosecond light bunching. *Nature*, 426 :267–271, November 2003.

[21] T. Sekikawa, A. Kosuge, T. Kanai, et S. Watanabe. Nonlinear optics in the extreme ultraviolet. *Nature*, 432 :605–608, December 2004.

[22] J.-F. Hergott, M. Kovacev, H. Merdji, C. Hubert, Y. Mairesse, E. Jean, P. Breger, P. Agostini, B. Carré, et P. Salières. Extreme-ultraviolet high-order harmonic pulses in the microjoule range. *Physical Review A*, 66(2) :021801, Aug 2002.

[23] E. Takahashi, Y. Nabekawa, et K. Midorikawa. Generation of 10-μJ coherent extreme-ultraviolet light by use of high-order harmonics. *Optics Letters*, 27 :1920–1922, November 2002.

[24] F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, et P. Audebert. Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas. *Physical Review Letters*, 96(12) :125004, March 2006.

[25] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, et A. Pukhov. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity. *Physics of Plasmas*, 3 :3425, 1996.

[26] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustaizis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, et P. Norreys. High harmonic generation in the relativistic limit. *Nature Physics*, 2 :456–459, July 2006.

[27] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, et T. Baeva. Relativistic doppler effect : Universal spectra and zeptosecond pulses. *Physical Review Letters*, 93(11) :115002, Sep 2004.

[28] D. M. Chambers, S. G. Preston, M. Zepf, M. Castro-Colin, M. H. Key, J. S. Wark, A. E. Dangor, A. Dyson, D. Neely, et P. A. Norreys. Imaging of high harmonic radiation emitted during the interaction of a 20 TW laser with a solid target. *Journal of Applied Physics*, 81 :2055–2058, March 1997.

[29] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, Ph. Balcou, G. Rey, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel, et W. Theobald. Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses. *Physical Review A*, 62(2) :023816, Jul 2000.

[30] J. Zhang, M. Zepf, P. A. Norreys, A. E. Dangor, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, A. P. Fews, P. Gibbon, M. H. Key, P. Lee, P. Loukakos, S. Moustaizis, D. Neely, F. N. Walsh, et J. S. Wark. Coherence and bandwidth measurements of harmonics generated from solid surfaces irradiated by intense picosecond laser pulses. *Physical Review A*, 54 :1597–1603, August 1996.

[31] W. L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, 1988.

[32] R. Ramis, R. Schmalz, et J. Meyer-Ter-Vehn. MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49 :475–505, June 1988.

[33] K. Eidmann, J. Meyer-ter Vehn, T. Schlegel, et S. Hüller. Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E*, 62(1) :1202–1214, Jul 2000.

[34] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letter*, 59(1) :52–55, Jul 1987.

[35] G. Bonnaud, P. Gibbon, J. Kindel, et E. Williams. Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma. *Laser and Particle Beams*, 9(2) :339–354, Apr 1991.

[36] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, et L. I. Rudsinski. Resonant absorption of laser light by plasma targets. *Physical Review Letter*, 28(13) :795–799, Mar 1972.

[37] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, August 1998.

[38] A. Bourdier. Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma - Relativistic effects. *Physics of Fluids*, 26 :1804–1807, July 1983.

[39] G. Farkas et C. Tóth. Proposal for attosecond light pulse generation using laser induced multiple-harmonic conversion processes in rare gases. *Physics Letters A*, 168 :447–450, September 1992.

[40] D. Strickland et G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55 :447–1449, October 1985.

[41] P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, P. D'Oliveira, F. Quéré, F. Réau, Ph. Martin, P.Audebert, J. C. Gauthier, et J. P. Geindre. High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma. *Optics Letter*, 29 :893, 2004.

[42] Europeean "SHARP" – project (Suppression over High dynamic range of ASE at the Rising edge of ultra-intense femtosecond Pulses) Europeean Community -Access to Research Infrastructure action of the Improving Human Potential Program, Contract Nr. : HPRI-CT-2001-50037, 2001.

[43] G. Doumy. *Interaction laser matière à haut flux et fort contraste temporel*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2006.

[44] H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, et R. W. Falcone. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16 :490–492, April 1991.

[45] G. Doumy, F. Quere, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, et T. Wittmann. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E*, 69(2) :026402, 2004.

[46] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, et P. Foster. The plasma mirror-A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments*, 75 :645–649, March 2004.

[47] T. Wittmann, J. P. Geindre, P. Audebert, R. S. Marjoribanks, J. P. Rousseau, F. Burgy, D. Douillet, T. Lefrou, K. T. Phuoc, et J. P. Chambaret. Towards ultrahigh-contrast ultraintense laser pulses-complete characterization of a double plasma-mirror pulse cleaner. *Review of Scientific Instruments*, 77 :3109, August 2006.

[48] A. Lévy, T. Ceccotti, P. D'Oliveira, F. Réau, M. Perdrix, F. Quéré, P. Monot, M. Bougeard, H. Lagadec, P. Martin, P. Audebert, et J.P. Geindre. Double plasma mirror for ultrahigh temporal contrast ultraintense. *Optics Letter*, 32(3) :310, February 2007.

[49] C. K. Birdsall et A. B. Langdon. *Plasma physics via computer simulation*. Adam Hilger, 1991.

[50] O. Coulaud, M. Dussère, P. Hénon, E. Lefebvre, et J. Roman. Optimization of a kinetic laser-plasma interaction code for large parallel systems. *Parallel Computing*, 29(9) :1175–1190, 2003.

[51] G. Bonnaud et G. Reisse. Particle code study of the influence of non-monochromaticity of laser-light on stimulated raman-scattering in laser-irradiated plasmas. *Nuclear Fusion*, 5(26) :633–646, 1986.

[52] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, et G. D. Enright. Harmonic generation in CO2 laser target interaction. *Applied Physics Letters*, 31 :172–174, August 1977.

[53] E. A. McLean, J. A. Stamper, B. H. Ripin, J. M. McMahon, S. E. Bodner, et H. R. Griem. Harmonic generation in Nd :laser-produced plasmas. *Applied Physics Letters*, 31 :825–827, December 1977.

[54] R. L. Carman, D. W. Forslund, et J. M. Kindel. Visible harmonic emission as a way of measuring profile steepening. *Physical Review Letter*, 46 :29, 1981.

[55] R. L. Carman, R. F. Benjamin, et C. K. Rhodes. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO2-laser-produced plasmas. *Physical Review A*, 24 :2649–2663, November 1981.

[56] N. S. Erokhin, V. E. Zakharov, et S. S. Moiseev. Second harmonic generation by an electromagnetic wave incident on inhomogeneous plasma. *Soviet Physics JETP*, 29 :101, 1969.

[57] D. V. Giovanielli et R. P. Godwin. Optics in laser-produced plasmas. *American Journal of Physics*, 43(9) :808–817, 1975.

[58] B. Bezzerides, R. D. Jones, et D. W. Forslund. Plasma mechanism for ultraviolet harmonic radiation due to intense co_2 light. *Physical Review Letter*, 49(3) :202–205, Jul 1982.

[59] C. Grebogi, V. K. Tripathi, et H.-H. Chen. Harmonic generation of radiation in a steep density profile. *Physics of Fluids*, 26 :1904–1908, July 1983.

[60] S. Kohlweyer, G. D. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, et I. Mercer. Harmonic génération from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities. *Optics Communications*, 117 :431–438, 1995.

[61] D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz, et A. Antonetti. Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review A*, 52(1) :R25–R27, 1995.

[62] P. Gibbon. Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction : A coherent water-window light source ? *Physical Review Letter*, 76(1) :50–53, Jan 1996.

[63] P. A. Norreys, M. Zepf, S. Moustaizis, A. P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F. N. Walsh, J. S. Wark, et A. E. Dangor. Efficient extreme uv harmonics generated from picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Physical Review Letters*, 76(11) :1832–1835, 1996.

[64] S. C. Wilks, W. L. Kruer, et W. B. Mori. Odd harmonic generation of ultra-intense laser pulses reflected from an overdense plasma. *IEEE Transactions On Plasma Science*, 21(1) :120–124, Feb 1993.

[65] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, et F. Pegoraro. Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma. *Physics of Plasmas*, 1(3) :745–757, Mar 1994.

[66] D. von der Linde et K. Rzàzewski. High-order optical harmonic generation from solid surfaces. *Applied Physics B*, 63 :499, 1996.

[67] R. S. Marjoribanks, L. Zhao, F. W. Budnik, G. Kulcsár, A. Vitcu, H. Higaki, R. Wagner, A. Maksimchuk, D. Umstadter, S. P. Le Blanc, et M. C. Downer. Laser-Plasma Harmonics with High-Contrast Pulses and Designed Prepulses. In M. Lontano, G. Mourou, F. Pegoraro, et E. Sindoni, editors, *Superstrong Fields in Plasmas*, volume 426 of *American Institute of Physics Conference Series*, page 342, 1998.

[68] D. M. Chambers, P. A. Norreys, A. E. Dangor, R. S. Marjoribanks, S. Moustaizis, D. Neely, S. G. Preston, J. S. Wark, I. Watts, et M. Zepf. Feasibility study of high harmonic generation from short wavelength lasers interacting with solid targets. *Optics Communications*, 148 :289–294, March 1998.

[69] M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J. S. Wark, et K. Witte. Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets. *Physical Review E*, 58(5) :R5253–R5256, Nov 1998.

[70] I. Watts, M. Zepf, E. L. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, R. M. Allott, R. J. Clarke, D. Neely, et P. A. Norreys. Dynamics of the critical surface in high-intensity laser-solid interactions : Modulation of the xuv harmonic spectra. *Physical Review Letter*, 88(15) :155001, Mar 2002.

[71] U. Teubner, G. Pretzler, Th. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, et K. Witte. Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. *Physical Review A*, 67(1) :013816, Jan 2003.

[72] U. Teubner, K. Eidmann, U. Wagner, U. Andiel, F. Pisani, G. D. Tsakiris, K. Witte, J. Meyer-ter Vehn, T. Schlegel, et Förster E. Harmonic emission from the rear side of thin overdense foils irradiated with intense ultrashort laser pulses. *Physical Review Letter*, 92(18) :185001, May 2004.

[73] K. Eidmann, T. Kawachi, A. Marcinkevičius, R. Bartlome, G. D. Tsakiris, K. Witte, et U. Teubner. Fundamental and harmonic emission from the rear side of a thin overdense foil irradiated by an intense ultrashort laser pulse. *Physical Review E*, 72(3) :036413, September 2005.

[74] L. Plaja et L. Roso-Franco. High-order harmonic generation in a crystalline solid. *Physical Review B*, 45 :8334–8341, April 1992.

[75] S. Hüller et J. Meyer-ter Vehn. High-order harmonic radiation from solid layers irradiated by subpicosecond laser pulses. *Physical Review A*, 48(5) :3906–3909, Nov 1993.

[76] S. Kato, A. Nishiguchi, S. Miyamoto, et K. Mima. High-Order Harmonic Generation in Dense Plasmas with a High Intensity Light Field. *Journal of the Physical Society of Japan*, 66 :388, February 1997.

[77] S. Varró et F. Ehlotzky. Higher harmonic generation at metal surfaces by powerful femtosecond laser pulses. *Physical Review A*, 54(4) :3245–3249, Oct 1996.

[78] R. Ondarza-Rovira et T. J. M. Boyd. Plasma harmonic emission from laser interactions with dense plasma. *Physics of Plasmas*, 7 :1520–1530, May 2000.

[79] V. Rastunkov et V. Krainov. Generation of harmonics during the interaction of ultrashort superstrong laser pulses with solid targets. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 99 :487–493(7), September 2004.

[80] C. S. Liu et J. Parashar. Laser harmonic generation from a thin metallic foil. *IEEE Transactions On Plasma Science*, 33(3) :1036–1040, Jun 2005.

[81] F. H. Faisal, J. Z. Kamiński, et E. Saczuk. Photoemission and high-order harmonic generation from solid surfaces in intense laser fields. *Physical Review A*, 72(2) :023412, August 2005.

[82] B. Shen et J. Meyer-Ter-Vehn. High-density ($> 10^{23}/cm^3$) relativistic electron plasma confined between two laser pulses in a thin foil. *Physics of Plasmas*, 8 :1003–1010, March 2001.

[83] A. S. Pirozhkov, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Mori, A. Sagisaka, et H. Daido. Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction : The sliding mirror model. *Physics of Plasmas*, 13 :3107, January 2006.

[84] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter An Introduction*. Imperial College Press, 2005.

[85] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002, May 2003.

[86] E. T. Copson. *Asymptotic Expansions*. Cambridge University Press, 1965.

[87] D. E. Hinkel-Lipsker, B. D. Fried, et G. J. Morales. Analytic expressions for mode conversion in a plasma with a linear density profile. *Physics of Fluids B*, 4 :559–575, March 1992.

[88] K. Kim et D.-H. Lee. Invariant imbedding theory of mode conversion in inhomogeneous plasmas. i. exact calculation of the mode conversion coefficient in cold, unmagnetized plasmas. *Physics of Plasmas*, 12(6) :062101, 2005.

[89] D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindman, et R. L. Morse. Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma. *Physical Review A*, 11 :679–683, February 1975.

[90] R. W. Means, L. Muschietti, M. Q. Tran, et J. Vaclavik. Electromagnetic radiation from an inhomogeneous plasma - Theory and experiment. *Physics of Fluids*, 24 :2197–2207, December 1981.

[91] E. Ahedo et J. R. Sanmartin. Resonant absorption in a plasma step profile . *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 29 :419–432, March 1987.

[92] R. Lichters et J. Meyer-ter-Vehn. High laser harmonics from plasma surfaces : intensity and angular dependence, cutoffs and resonance layers at density ramp. *Institute of Physics Conference Series*, 154 :221, 1997.

[93] J. Conejero et L. Plaja. Harmonic filtering in an optically thin laser-generated plasma. *Physical Review E*, 58(6) :7864–7867, Dec 1998.

[94] Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, et H. Sanuki. Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion. *Physical Review Letters*, 94(9) :095003, March 2005.

[95] Z.-M. Sheng, K. Mima, et J. Zhang. Powerful terahertz emission from laser wake fields excited in inhomogeneous plasmas. *Physics of Plasmas*, 12(12) :123103, 2005.

[96] D. A. Gurnett et R. R. Anderson. Electron Plasma Oscillations Associated with Type III Radio Bursts. *Science*, 194(4270) :1159–1162, 1976.

[97] V. L. Ginzburg et A. J. Zheleznyakov. *Sov. Astron. AJ*, 2 :653, March 1958.

[98] R. P. Lin, D. W. Potter, D. A. Gurnett, et F. L. Scarf. Energetic electrons and plasma-waves associated with a solar type-III radio-burst. *Astrophysical Journal*, 251(1) :364–373, 1981.

[99] T. S. Bastian, A. O. Benz, et D. E. Gary. Radio emission from solar flares. *Annual Review Of Astronomy And Astrophysics*, 36 :131–188, 1998.

[100] A. Einstein. Zur elektrodynamik bewegter körper. *Ann. Phys*, 17 :891–921, 1905.

[101] A. Gjurchinovski. The doppler effect from a uniformly moving mirror. *European Journal of Physics*, 26(4) :643–646, 2005.

[102] A. Gjurchinovski. Reflection of light from a uniformly moving mirror. *American Journal of Physics*, 72(10) :1316–1324, 2004.

[103] T. Baeva, S. Gordienko, et A. Pukhov. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma. *Physical Review E*, 74 :046404, Oct 2006.

[104] J. P. Geindre, P. Audebert, et R. S. Marjoribanks. Relativistic AC Gyromagnetic Effects in Ultraintense Laser-Matter Interaction. *Physical Review Letters*, 97(8) :085001, August 2006.

[105] S. Gordienko et A. Pukhov. Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons. *Physics of Plasmas*, 12(4) :043109, 2005.

[106] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, et A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69(9) :1383–1386, Aug 1992.

[107] B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke, J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. A. Norreys, et M. Zepf. Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces. *Physical Review Letters*, 99(8) :085001, August 2007.

[108] E. Hecht. *Optics fourth edition.* Addison Wesley Longman, 1897.

[109] J.-F. Hergott. *Optimisation de la génération d'harmoniques d'ordre élevé et application à l'interférométrie UVX résolue en temps.* PhD thesis, Université Paris XI Orsay, 2001.

[110] B. L. Henke, E. M. Gullikson, et J. C. Davis. X-Ray Interactions : Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at E = 50-30,000 eV, Z = 1-92. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54 :181, 1993.

[111] F. Quéré, C. Thaury, H. George, J.P. Geindre, E. Lefebvre, G. Bonnaud, S. Hüller, P. Monot, et Ph. Martin. Basic mechanisms of laser high-order harmonic generation from plasma mirrors. *Journal of Modern Optics*, 55 :2711–2721, September 2008.

[112] A. Siegman. *Lasers.* University Science Books, 1986.

[113] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, et A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical Review Letters*, 69 :1383–1386, August 1992.

[114] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics.* Cambridge University Press, Cambridge, 7th edition, 1999.

[115] T. Young. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 12 :387, 1802.

[116] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. P. Gordon, et R. W. Falcone. Ultrashort X-ray pulses. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 58 :261–266, March 1994.

[117] Y. Mairesse and F. Quéré. Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts. *Physical Review A*, 71(1) :011401, January 2005.

[118] P. Agostini and L. F. Di Mauro. The physics of attosecond light pulses. *Reports of Progress in Physics*, 67 :813–855, June 2004.

[119] M. F. Kling and M. J. J. Vrakking. Attosecond Electron Dynamics. *Annual Review of Physical Chemistry*, 59 :463–492, December 2008.

[120] J. Itatani, J. Levesque, D. Zeidler, H. Niikura, H. Pépin, J. C. Kieffer, P. B. Corkum, et D. M. Villeneuve. Tomographic imaging of molecular orbitals. *Nature*, 432 :867–871, December 2004.

[121] S. Baker, J. S. Robinson, C. A. Haworth, H. Teng, R. A. Smith, C. C. Chirila, M. Lein, J. W. G. Tisch, et J. P. Marangos. Probing Proton Dynamics in Molecules on an Attosecond Time Scale. *Science*, 312(5772) :424–427, 2006.

Résumé

Lorsqu'un faisceau laser intense est focalisé sur une cible solide, cette dernière est rapidement ionisée en surface, et forme un plasma dense qui réfléchit le champ incident. Pour des éclairements lasers supérieurs à quelques $10^{15} W cm^{-2}$, cette réflexion peut s'accompagner de la génération d'harmoniques d'ordres élevés de la fréquence laser, associées dans le domaine temporel à un train d'impulsions attosecondes ($1as = 10^{-18}s$). Un tel miroir plasma pouvant supporter des éclairements arbitrairement élevés, ce processus devrait permettre à terme, de produire des impulsions très intenses dans le domaine des rayons X.

Au cours de cette thèse, nous avons prouvé que lorsque l'éclairement laser est de l'ordre de $10^{19} W cm^{-2}$, deux mécanismes peuvent contribuer à la génération d'harmoniques d'ordres élevés sur miroir plasma : l'émission cohérente de sillage et l'émission relativiste. Ces deux mécanismes ont été étudiés à la fois théoriquement et expérimentalement. Nous avons ainsi montré que, grâce à des propriétés très différentes, les harmoniques générées par ces deux processus peuvent être distinguées expérimentalement, sans ambiguïté. Nous nous sommes ensuite intéressés aux propriétés de phase spectrales et spatiales des harmoniques. Enfin, nous avons illustré comment exploiter la cohérence des mécanismes de génération pour obtenir des informations sur la dynamique électronique du plasma.

Abstract

When an intense laser beam is focused on a solid target, its surface is rapidly ionized and forms a dense plasma that reflects the incident field. For laser intensities above few $10^{15} W cm^{-2}$, high order harmonics of the laser frequency, associated in the time domain to a train of attosecond pulses ($1as = 10^{-18}s$), can be generated upon this reflection. Because such a plasma mirror can be used with arbitrarily high laser intensities, this process should eventually lead to the production of very intense pulses in the X-ray domain.

In this thesis, we demonstrate that for laser intensities about $10^{19} W cm^{-2}$, two mechanisms can contribute to the generation of high order harmonics : the coherent wake emission and the relativistic emission. These two mechanisms are studied both theoretically and experimentally. In particular, we show that, thanks to very different properties, the harmonics generated by these two processes can be unambiguously distinguished experimentally. We then investigate the phase properties of the harmonic, in the spectral and in the spatial domain. Finally, we illustrate how to exploit the coherence of the generation mechanisms to get information on the dynamics of the plasma electrons.