



HAL
open science

Sources térahertz intenses produites par des interactions laser-plasma relativistes en présence de champ magnétique

Colomban Tailliez

► **To cite this version:**

Colomban Tailliez. Sources térahertz intenses produites par des interactions laser-plasma relativistes en présence de champ magnétique. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP008 . tel-04021384

HAL Id: tel-04021384

<https://theses.hal.science/tel-04021384>

Submitted on 9 Mar 2023

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.

Sources térahertz intenses produites par des interactions laser-plasma relativistes en présence de champ magnétique

*Intense terahertz sources produced by relativistic laser-plasma
interactions in the presence of a magnetic field*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572 Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des Sciences d'Orsay

Thèse préparée au **Laboratoire Matière sous Conditions Extrêmes (université Paris-Saclay, CEA)**, sous la direction de **Luc BERGÉ**, directeur de recherche, et le co-encadrement de **Xavier DAVOINE**, ingénieur de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 26 janvier 2023, par

Colomban TAILLIEZ

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Sandrine DOBOSZ-DUFRENOY Directrice de recherche, CEA-Saclay	Présidente
Jérôme FAURE Directeur de recherche, CNRS, École Polytechnique	Rapporteur & Examineur
Jorge VIEIRA Eq. Maître de conférences (Eq. HDR), Université de Lisbonne	Rapporteur & Examineur
Félicie ALBERT Directrice adjointe, LLNL, HED Science Center	Examinatrice
François COURVOISIER Directeur de recherche, CNRS, Université de Franche-Comté	Examineur
Angela VELLA Professeur, CNRS, Université de Rouen	Examinatrice

Titre : Sources térahertz intenses produites par des interactions laser-plasma relativistes en présence de champ magnétique

Mots clés : Sources TéraHertz, Plasma, Laser, Champ Magnétique

Résumé : Le domaine des fréquences térahertz (THz) connaît un intérêt croissant pour ses applications nombreuses, incluant l'imagerie médicale, la spectroscopie moléculaire ou encore la modification d'états de la matière condensée. Cette thèse est consacrée à la génération de tels rayonnements par des interactions laser-plasma, dans lesquelles un gaz ionisé par une impulsion laser femtoseconde joue le rôle de convertisseur depuis la fréquence laser (optique) vers les basses fréquences. Nous commençons par étudier la photoionisation, à travers laquelle un courant basse-fréquence émettant dans la gamme THz est produit grâce à l'introduction d'une seconde harmonique (couleur) dans l'impulsion laser ionisant le gaz. À l'aide d'un modèle simple, nous décrivons qualitativement et quantitativement le gain en énergie THz constaté lorsque la polarisation laser est circulaire plutôt que linéaire. Ces résultats analytiques sont comparés avec succès à des données expérimentales obtenues pendant

la thèse. Nous examinons ensuite analytiquement et numériquement le rayonnement de sillage Cherenkov, dans lequel la force pondéromotrice laser excite une onde à la fréquence plasma, pouvant être rayonnée hors du plasma par l'introduction d'un champ magnétique orthogonal à l'axe de propagation laser. En régime ultra-relativiste et de forte magnétisation (c'est-à-dire de fréquence cyclotron supérieure à la fréquence plasma électronique), inexploré jusqu'à présent, nous rapportons numériquement à l'aide de simulations particulières et cinétiques des amplitudes THz record ($> 100 \text{ GV.m}^{-1}$) et de forts taux de conversion en énergie laser-THz ($> 0.1\%$). Enfin, lorsque le champ magnétique est orienté parallèlement à l'axe de propagation laser, nous mettons en évidence une source de rayonnement nouvelle, produisant efficacement (rendement énergétique $> 0.1\%$) un champ THz polarisé azimuthalement et de forte amplitude ($> 30 \text{ GV.m}^{-1}$).

Title : Intense terahertz sources produced by relativistic laser-plasma interactions in the presence of a magnetic field

Keywords : Terahertz Sources, Plasma, Laser, Magnetic Field

Abstract : The terahertz (THz) frequency domain is of increasing interest for many applications, including medical imaging, molecular spectroscopy or modifications of condensed matter states. This thesis is devoted to the generation of such radiations by laser-plasma interactions, in which a laser-ionized gas acts as a converter from laser (optical) frequency to lower frequencies. We start by studying photoionization, from which a low-frequency current emitting in the THz frequency range is produced by introducing a second harmonic (or color) in the laser pulse ionizing the gas. Using a simple model, we describe qualitatively and quantitatively the gain in THz energy gain reported when the laser polarization is circular rather than linear. These analytical results are successfully compared with experimental data performed during the thesis. We then study analy-

tically and numerically the Cherenkov wake radiation, through which the laser ponderomotive force excites an electron plasma wave, capable of propagating outside the plasma channel by coupling with a magnetic field orthogonal to the laser propagation axis. In the ultra-relativistic regime with strong magnetization (that is with cyclotron frequency higher than the plasma frequency), unexplored in the past, we achieve record THz amplitudes ($> 100 \text{ GV.m}^{-1}$) and high laser-to-THz energy conversion efficiencies ($> 0.1\%$) by means of particle-in-cell, kinetic numerical simulations. Finally, when the magnetic field is directed parallel to the laser propagation axis, we highlight a novel efficient THz source (conversion efficiency $> 0.1\%$) generating an azimuthally polarized THz field with high amplitude ($> 30 \text{ GV.m}^{-1}$).

Remerciements

Arrivé au terme de ma thèse, j'aimerais remercier tous ceux qui ont contribué à faire de ces plus de trois ans et demi de travail au CEA une expérience si riche et épanouissante.

Merci, en premier lieu, à Luc et Xavier. J'ai eu la chance, sous votre encadrement constant et rigoureux, de découvrir et de m'approprier un domaine scientifique qui m'était à peu près inconnu lorsque je suis arrivé en stage au SPPE en 2019. La rédaction de ce manuscrit m'a permis d'apprécier l'étendue de ma progression depuis lors, du point de vue de mes connaissances scientifiques, mais aussi plus généralement de mes capacités de travail. Cela a été un véritable plaisir d'apprendre tant de choses auprès de vous, en particulier Luc pour toutes les questions ayant trait aux techniques THz, et Xavier pour la science complexe des sillages laser et des simulations PIC.

Merci Laurent pour ton aide précieuse tout au long de ce projet de thèse, et en particulier pour ta participation assidue aux fameux « PSG meetings » qui ont émaillé ces trois ans de travail et lors desquels tu avais systématiquement des critiques (constructives !) et des suggestions à apporter.

Au-delà de l'aspect purement scientifique, mon travail de thèse a été bien aidé par l'ambiance agréable qui règne au SPPE. Pour cela, j'aimerais remercier Florian et Denis qui se sont succédés à la direction du service, ainsi que l'ensemble des chercheurs que j'ai eu la chance de côtoyer au quotidien. Mention spéciale à toi Serge pour ta bonne humeur ! Je garderai un excellent souvenir des déjeuners (et des cafés de l'avant-Covid), et de toutes les discussions intéressantes que nous avons eues avec les permanents et non-permanents du service. Merci en particulier Jean-Étienne pour nos échanges en bas du bâtiment K, et Benoît pour les sessions de boxe malheureusement trop rares à mon goût !

Bien évidemment, merci aussi à toi Céline pour ta présence pratiquement tout au long de la thèse. Au-delà de l'aide précieuse que tu m'as apportée pour naviguer dans les arcanes administratives du CEA, j'ai beaucoup apprécié ta gentillesse et j'ai bien regretté nos discussions après ton départ ! Merci Marion d'avoir pris la relève avec brio sur mes derniers mois au sein du service.

Enfin, merci à tous les doctorants, post-doctorants et stagiaires du service que j'ai eu la chance de rencontrer au cours de ces années de thèse. Merci Jérémy de m'avoir accueilli lors de mon stage et d'avoir mis la barre aussi haut pour ma thèse, ainsi qu'à l'ensemble de l'« ancienne génération », David, Manuel, Marine, Pierre-Louis, Antoine, etc. de m'avoir aidé à relativiser la difficulté de la thèse et de m'avoir montré l'exemple. Merci aussi à mes contemporains Mikael, Quentin et Valeria d'avoir partagé cette galère ensemble ! Et bon courage aux prochaines générations de doctorants, Mélanie, Léo, Jérémy, Émilien, Thomas, Kevin, Quentin, etc. pour cette exigeante aventure. Bon courage en particulier Alex pour ces derniers mois de thèse qui ne sont pas les plus faciles, je garderai un très bon souvenir de notre école d'hiver à Montgenèvre

avec Quentin, Jérémy, Valeria et Virginia ainsi que de nos McDo mensuels au bord de la N20. Je regretterai bien l'ambiance très amicale qui règne entre les doctorants/stagiaires du service et notamment l'arc pédantix (gg Rodolphe le GOAT).

J'aimerais finalement remercier mon jury de thèse, en commençant par mes deux rapporteurs, Jérôme et Jorge, d'avoir pris le temps de relire ce manuscrit ; merci Sandrine d'avoir assuré la présidence du jury, et merci à Angela, François et Jorge d'être venus depuis la Normandie, la Franche-Comté et le Portugal pour être présents pour ma soutenance. En outre, merci Félicie d'avoir suivi cette soutenance aux aurores californiennes ! Merci aussi Laurent d'avoir accepté mon invitation à faire partie du jury. Je suis très heureux et fier d'avoir pu soutenir ma thèse devant un tel jury.

J'ai aussi eu la grande chance d'être très bien entouré à l'extérieur du CEA, et je veux remercier ma famille et ma belle-famille d'avoir été présents pendant ces années de dur labeur. J'espère vous voir plus souvent maintenant que la période des soirées et week-ends de travail s'achève. Merci en particulier d'avoir été si bien représentés à ma soutenance, qui vous aura permis je l'espère de comprendre un peu plus ce que je faisais ces dernières années ! Merci aussi à mes amis du Mans, de Stan, de Centrale et d'ailleurs d'avoir été là pour moi pendant cette période pas toujours évidente, je suis heureux de sortir de ma caverne et vous voir un peu plus que ces derniers mois !

Et les plus importantes pour la fin : merci Edwige de m'avoir tant soutenu tout au long de ma thèse, en particulier pendant la difficile période de la rédaction et de la préparation de la soutenance pour lesquelles tu as pris une part cruciale. Ma thèse ne se serait pas aussi bien passée si tu n'avais pas été là pour me motiver et alléger mon effort. Tu es merveilleuse, et j'espère t'avoir rendue fière de moi. Enfin, merci Armance pour ta curiosité et ta gaieté. Tu fais ma joie depuis ta naissance et j'ai hâte de te voir grandir !

Formulaire

Constantes physiques

Symbole	Description	Valeur (S.I.)
c	vitesse de la lumière dans le vide	$2.99792458 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
e	charge élémentaire	$1.602176565 \times 10^{-19} \text{ C}$
m_e	masse de l'électron	$9.10938291 \times 10^{-31} \text{ kg}$
ϵ_0	permittivité électrique du vide	$8.854187817620391 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
μ_0	perméabilité magnétique du vide	$1.256637061435917 \times 10^{-6} \text{ V.s.A}^{-1}\text{m}^{-1}$
h	constante de Planck	$6.62606957 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
$\hbar = h/2\pi$	constante de Planck réduite	$1.05457173 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
k_B	constante de Boltzmann	$1.3806488 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

Nous rappelons la relation $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$.

Unités atomiques

Symbole	Description	Valeur (S.I.)
E_{au}	champ de liaison	$5.14220674763 \times 10^{11} \text{ V.m}^{-1}$
U_{au}	hartree (unité atomique d'énergie)	$27.21 \text{ eV} = 4.3597441775 \times 10^{-18} \text{ J}$
ν_{au}	fréquence atomique	$4.13380513 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$

En unités atomiques, la convention $\hbar = e = m_e = 1/4\pi\epsilon_0 = 1$ s'applique.

Identités vectorielles Soient ϕ un champ scalaire, \vec{u} , \vec{v} et \vec{w} des champs vectoriels, $\vec{\nabla}$ l'opérateur nabla, \cdot le produit scalaire, \times le produit vectoriel et \otimes le produit tensoriel, vérifiant $(\vec{u} \otimes \vec{v})_{i,j} = u_i v_j$. Nous rappelons les identités vectorielles suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot (\phi \vec{u}) = \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \phi + \phi (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times (\phi \vec{u}) = \phi (\vec{\nabla} \times \vec{u}) + (\vec{\nabla} \phi) \times \vec{u} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \times \vec{v}) = \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{u}) - \vec{u} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{u} \otimes \vec{v}) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \vec{u} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \vec{u} + (\vec{\nabla} \otimes \vec{u}) \vec{v} \quad (4)$$

$$(\vec{u} \times \vec{v}) \cdot \vec{w} = (\vec{w} \times \vec{u}) \cdot \vec{v} = (\vec{v} \times \vec{w}) \cdot \vec{u} \quad (5)$$

Transformations intégrales

Nom	Transformée directe	Transformée inverse
Fourier temporelle	$\hat{f}(\omega) = \mathcal{F}[f(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt$	$f(t) = \mathcal{F}^{-1}[\hat{f}(\omega)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\omega)e^{-i\omega t} d\omega$
Fourier spatiale ($\vec{r} = (x, y, z)$)	$\hat{f}(\vec{k}) = \mathcal{F}[f(\vec{r})] = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{r})e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{r}$	$f(\vec{r}) = \mathcal{F}^{-1}[\hat{f}(\vec{k})] = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\vec{k})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d\vec{k}$
Laplace	$\hat{f}(s) = \mathcal{L}[f(t)] = \int_0^{+\infty} f(t)e^{-st} dt, s \in \mathbb{C}$	$f(t) = \mathcal{L}^{-1}[\hat{f}(s)] = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-iT}^{\gamma+iT} \hat{f}(s)e^{st} ds, \gamma, T \in \mathbb{R}$
Hankel à l'ordre ν (J_ν : fonction de Bessel à l'ordre ν)	$\hat{f}(k) = \mathcal{H}_\nu[f(r)] = \int_0^{+\infty} f(r)J_\nu(kr)r dr$	$f(r) = \mathcal{H}_\nu^{-1}[\hat{f}(k)] = \int_0^{+\infty} \hat{f}(k)J_\nu(kr)k dk$

Produit de convolution

$$(f * g)(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u)g(x - u) du \tag{6}$$

Fonctions intégrales

Intégrale de Gauss

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \tag{7}$$

Fonction d'erreur

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2} dx \tag{8}$$

\iff

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha}y) = \int_0^y e^{-\alpha x^2} dx \tag{9}$$

Table des matières

Remerciements	i
Formulaire	iii
1 Introduction	1
1.1 Rayonnements térahertz, applications et sources	2
1.1.1 Généralités sur les rayonnements térahertz	2
1.1.2 Applications des rayonnements térahertz	2
1.1.3 Sources térahertz	7
1.2 Introduction aux interactions laser-plasma	9
1.2.1 Lasers femtoseconde	9
1.2.2 Interaction avec un plasma sous-dense	10
1.3 Champs magnétiques intenses (10^{1-3} T)	15
1.3.1 Généralités sur les champs magnétiques intenses	15
1.3.2 Méthodes de génération de champs magnétiques intenses	15
1.4 Contenu du manuscrit	19
2 Interaction laser-plasma et production de rayonnement térahertz	23
2.1 Équations fondamentales pour les interactions laser-plasma	24
2.1.1 Équations de Maxwell dans la matière	24
2.1.2 Description cinétique du plasma : l'équation de Vlasov	27
2.1.3 Description fluide du plasma : moments de l'équation de Vlasov	29
2.2 Plasma généré par l'ionisation laser d'un gaz	31
2.2.1 Paramètres laser	31
2.2.2 Ionisation par champ	34
2.2.3 Équations fluides de la dynamique électronique	39
2.3 Émetteurs térahertz : du régime classique vers le régime relativiste	42
2.3.1 Effet Kerr et filamentation laser	42
2.3.2 Génération de rayonnements térahertz par les photocourants en régime non-relativiste	45
2.3.3 Réalisation expérimentale d'une source à photocourants : le projet ALTESSE	52
2.3.4 Effets pondéromoteurs et onde plasma	55
2.3.5 Photocourants en régime relativiste	62
2.3.6 Régime d'interaction ultra-relativiste	64
2.4 Influence d'un champ magnétique extérieur sur les interactions laser-plasma	70
2.4.1 Effet du champ magnétique sur une particule : introduction de la fréquence cyclotron	73
2.4.2 Relation de dispersion d'un plasma soumis à un champ magnétique extérieur	74
2.4.3 Champ térahertz en configuration de champ magnétique axial	76
2.4.4 Source térahertz par Rayonnement de Sillage Cherenkov	80

2.5	Modèles numériques	86
2.5.1	Unités normalisées	86
2.5.2	Modèle numérique 0D	86
2.5.3	Le modèle UPPE	88
2.5.4	Simulation particulière : le code CALDER	90
3	Influence de la polarisation laser sur les rayonnements générés par photoionisation	99
3.1	Preuve expérimentale de l'influence de la polarisation laser sur la génération de rayonnements térahertz	101
3.2	Modèles analytiques pour l'émission térahertz par des champs laser à polarisation variée	103
3.2.1	État de polarisation d'une onde laser à deux couleurs	103
3.2.2	Estimation des non-linéarités plasma produisant du rayonnement térahertz	105
3.2.3	Modèle analytique des photocourants	108
3.3	Confirmations numériques et expérimentales du modèle de photocourants	114
3.3.1	Résultats de simulations UPPE	114
3.3.2	Résultats expérimentaux	115
3.3.3	Influence de l'alignement des faisceaux sur le champ térahertz généré	119
3.4	Conclusion	122
4	Plasmas magnétisés transversalement	123
4.1	Comparaison entre les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov : étude 1D	124
4.1.1	Modèle quasi-statique 1D intégrant les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov	124
4.1.2	Vérification de l'hypothèse quasi-statique	126
4.1.3	Comparaison des prévisions du modèle avec des résultats de simulations PIC 1D	126
4.1.4	Rendement laser-THz des processus étudiés	130
4.2	Rayonnement de sillage 2D en régime ultra-relativiste, fortement magnétisé	132
4.2.1	Modèle d'ondes planes de CWR pour un angle d'émission arbitraire	132
4.2.2	Paramètre des simulations PIC 2D	137
4.2.3	Régime modérément relativiste	137
4.2.4	Régime ultra-relativiste	139
4.2.5	Rendement laser-THz en régime ultra-relativiste	142
4.2.6	Effet des gradients de densité transverses	145
4.3	Conclusion	147
5	Plasmas magnétisés longitudinalement	149
5.1	Champ magnétique axial et photocourants en géométrie 1D	150
5.1.1	Influence de l'intensité laser dans des simulations PIC 1D magnétisées	150
5.1.2	Modèles de photocourants en régime magnétisé pour une polarisation laser arbitraire	152
5.1.3	Résumé : champ magnétique axial et photocourants	157
5.2	Rayonnement de sillage pour une magnétisation axiale en géométrie 3D	158
5.2.1	Modèle quasi-statique 3D	160
5.2.2	Simulations PIC quasi-3D avec le code CALDER-Circ	168
5.2.3	Efficacité de conversion laser-THz	172
5.3	Conclusion	176

6	Conclusion et perspectives	179
	Annexes	187
A	Modèle de photocourants avec champ magnétique axial	189
B	Rayonnement de transition cohérent en régime de magnétisation axiale	191
C	Liste des publications	194
C.1	Articles	194
C.2	Présentations orales	194
	Bibliographie	195

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Rayonnements térahertz, applications et sources	2
1.1.1	Généralités sur les rayonnements térahertz	2
1.1.2	Applications des rayonnements térahertz	2
1.1.3	Sources térahertz	7
1.2	Introduction aux interactions laser-plasma	9
1.2.1	Lasers femtoseconde	9
1.2.2	Interaction avec un plasma sous-dense	10
1.3	Champs magnétiques intenses (10^{1-3} T)	15
1.3.1	Généralités sur les champs magnétiques intenses	15
1.3.2	Méthodes de génération de champs magnétiques intenses	15
1.4	Contenu du manuscrit	19

Depuis les confirmations expérimentales des théories de l'électromagnétisme de J. C. Maxwell [1] par H. Hertz [2], la maîtrise des ondes lumineuses s'est illustrée par un nombre toujours croissant d'applications scientifiques et technologiques. Celles-ci incluent les télécommunications (satellites, téléphonie, radio), l'imagerie médicale, les méthodes spectrographiques, ou encore l'astronomie. L'une des inventions les plus fructueuses de ce domaine, le laser (acronyme de « Light Amplification by Stimulated Emission Radiation »), dont le premier prototype fut mis au point dans les années 1960 par T. Maiman [3], est devenu sous des formes très diverses un outil scientifique de premier plan et un objet essentiel pour un grand nombre d'applications de la vie courante (codes barres, disques compacts...). Le laser est aussi un élément central du présent travail.

Dans cette thèse nous nous intéressons au domaine (et en particulier à la génération) des ondes électromagnétiques dites « térahertz » ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$), qui correspondent aux fréquences allant, au sens large, de 0.1 à 100 THz dans le spectre électromagnétique [voir Fig. 1.1]. La première section de cette introduction s'attache à détailler les caractéristiques de ces ondes, à en donner des exemples d'applications scientifiques, et à parcourir les méthodes actuelles qui permettent de les générer. Parmi ces méthodes, les systèmes réalisant la conversion partielle d'une onde laser en rayonnement de plus basse fréquence, fondés sur l'interaction laser-plasma, constituent une source prometteuse de rayonnements THz, ce qui sera le sujet de la deuxième partie. En troisième partie de ce chapitre, nous exposerons les avantages de combiner ces schémas d'interaction laser-matière avec des champs magnétiques de très forte amplitude ($\gtrsim 100 \text{ T}$), après avoir rappelé les technologies actuelles de génération de tels champs magnétiques.

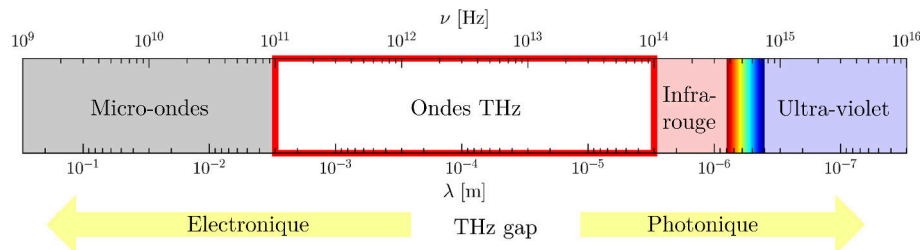


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique autour du domaine THz. Extrait de [4].

1.1 Rayonnements térahertz, applications et sources

1.1.1 Généralités sur les rayonnements térahertz

Le spectre THz, parfois appelé « THz gap », est le domaine des fréquences comprises entre l'infrarouge lointain (FIR pour « Far-InfraRed ») et les micro-ondes, longtemps resté inaccessible aux technologies électronique ou optique. Dans le premier cas, l'augmentation de la fréquence d'oscillation d'un émetteur micro-onde reste limitée par la dynamique des porteurs de charge dans le matériau émetteur. Dans le second, l'énergie d'un photon THz est très inférieure à l'énergie typique d'un photon optique émis par désexcitation atomique. Or, les potentialités offertes par la maîtrise de cette partie du spectre électromagnétique en font un champ de recherche actif depuis la fin du XX^{ème} siècle. Le nombre de documents scientifiques publiés sur ce sujet connaît ainsi une évolution exponentielle depuis les années 1990 [5].

Les longueurs d'ondes et périodes des rayonnements THz sont données par les relations $\lambda_{\text{THz}}[\mu\text{m}] = 300/\nu[\text{THz}]$ et $T_{\text{THz}}[\text{ps}] = 1/\nu[\text{THz}]$, soit respectivement de l'ordre de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres, et de la fraction à quelques picosecondes.

L'énergie d'un photon de fréquence ν est reliée à son énergie \mathcal{E} par la relation de Planck-Einstein $\mathcal{E} = h\nu$, où $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck. Cette énergie vaut entre 0.4 et 400 meV dans le domaine THz. Par comparaison, l'énergie d'ionisation de l'atome d'hydrogène vaut 13.6 eV. Les rayonnements THz sont donc peu énergétiques et non-ionisants ; leur fréquence (quelques ps^{-1}) correspond en revanche aux fréquences de rotation et de vibration moléculaires et en fait notamment des vecteurs d'information importants pour l'identification de molécules complexes, comme nous le rappelons ci-dessous.

1.1.2 Applications des rayonnements térahertz

Spectroscopie THz résolue en temps (THz-TDS)

Les fréquences caractéristiques des rotations et vibrations moléculaires peuvent être détectées grâce à la méthode dite de spectroscopie THz résolue en temps (THz-TDS, pour « Time Domain Spectroscopy ») [6] dont la paternité est attribuée à Fattinger et Grischkowsky qui démontrèrent en 1988 la possibilité de générer et de détecter une impulsion THz d'une durée de 1.6 ps [7]. Cette technique, consistant à comparer les spectres THz avant et après interaction avec l'échantillon, repose sur l'interaction entre une impulsion THz et une impulsion laser sonde, dont le temps de parcours est ajusté au moyen d'une ligne à retard, permettant de sonder point par point la forme temporelle de l'impulsion THz. L'amplitude du champ électrique THz, pour une valeur donnée de retard de l'impulsion sonde, peut être mesurée au moyen d'un cristal électro-optique possédant une biréfringence induite par le champ THz incident (par exemple, par effet Pockels dans un cristal ZnTe [8,9]). Une autre approche consiste à utiliser les non-linéarités optiques d'un gaz, par exemple l'air ambiant, et un champ électrique E_{biais} pour générer une seconde harmonique laser dont l'intensité vérifie

$$I_{2\omega_0}(\tau) \propto \int [\chi^{(3)} I_{\omega_0}]^2 E_{\text{biais}} E_{\text{THz}}(t - \tau) dt. \quad (1.1)$$

Ici, I_{ω_0} et $I_{2\omega_0}$ sont respectivement l'intensité du fondamental et de la seconde harmonique laser et E_{THz} est l'amplitude du champ THz détecté. $\chi^{(3)}$ est la susceptibilité non-linéaire de l'air à l'ordre 3, permettant le mélange des fréquences. τ est le retard pour une mesure donnée [10]. Cette technique, dite ABCD pour « Air-Biased Coherent Detection », nécessite d'appliquer un champ électrique de l'ordre de la dizaine de $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ au point d'interaction des champs sonde et THz de façon à mesurer le champ THz en direction, en amplitude et en phase. Une fois la forme temporelle de l'impulsion THz obtenue, une transformation de Fourier permet d'obtenir les spectres en amplitude et en phase de l'impulsion THz¹. La spectroscopie THz-TDS permet de détecter les signatures spectrales rotationnelles et vibrationnelles caractéristiques de molécules organiques d'intérêt comme des drogues ou des explosifs [voir Fig. 1.2], avec la possibilité de réaliser ces mesures à distance [12], sous réserve que l'impulsion THz sonde soit suffisamment intense pour surpasser l'absorption par la vapeur d'eau atmosphérique.

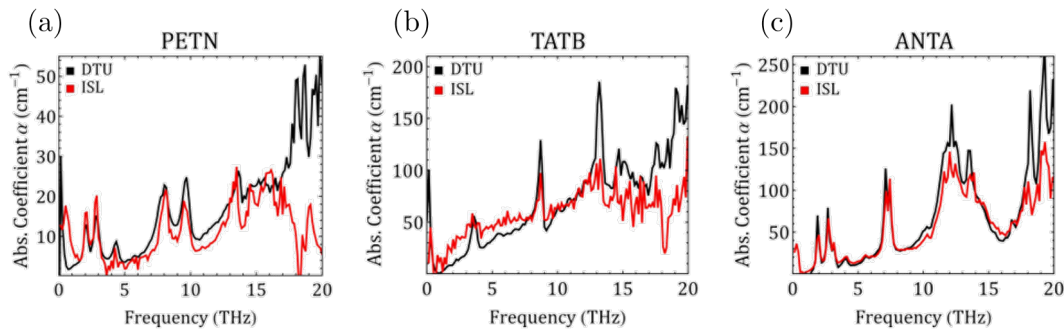


FIGURE 1.2 – Spectres d'absorption de différents échantillons d'explosifs mesurés en transmission avec une source laser Ti:Saphir placée à 1 m des échantillons (courbes noires) ou à 15 m (courbes rouges). (a) Pentaerythritol tetranitrate (PETN), (b) Triaminotrinitrobenzène (TATB), (c) 3-Amino-5-Nitro-1,2,4-Triazole (ANTA). Extrait de [12].

Médecine

Les rayonnements THz, capables de pénétrer des tissus biologiques sur quelques millimètres avant d'être absorbés par l'eau, permettent en outre d'envisager de nouveaux diagnostics médicaux non-invasifs [13], en particulier pour la détection et l'imagerie des cancers du derme ou du sein [14, 15], en utilisant le lien entre l'état d'un tissu biologique (sain ou malade) et son indice de réfraction [voir Fig. 1.3]. En 2016, H. Cheon et al. ont ainsi identifié une résonance caractéristique de la méthylation² dérégulée de l'ADN dans les cellules de carcinomes (cancers de la peau), entre 1.2 et 2.4 THz [16], pouvant être utilisée comme un outil de détection précoce de cellules cancéreuses et à des intensités THz trop faibles pour endommager l'ADN. En 2019, l'utilisation de champs THz intenses a même permis de déclencher la déméthylation de l'ADN dans des cancers du sang [17], remplaçant avantageusement la décitabine³ et ses importants effets indésirables.

1. Une méthode de détection incohérente ne permet pas d'obtenir le spectre de phase [11].

2. La méthylation d'une base nucléotidique correspond à l'addition d'un groupe méthyle CH_3 . La déméthylation est le processus inverse.

3. Médicament utilisé dans le traitement des leucémies, dont les effets indésirables comprennent une augmentation de la vulnérabilité à certaines infections, des troubles hématologiques tels que l'anémie, des nausées, des maux de tête...

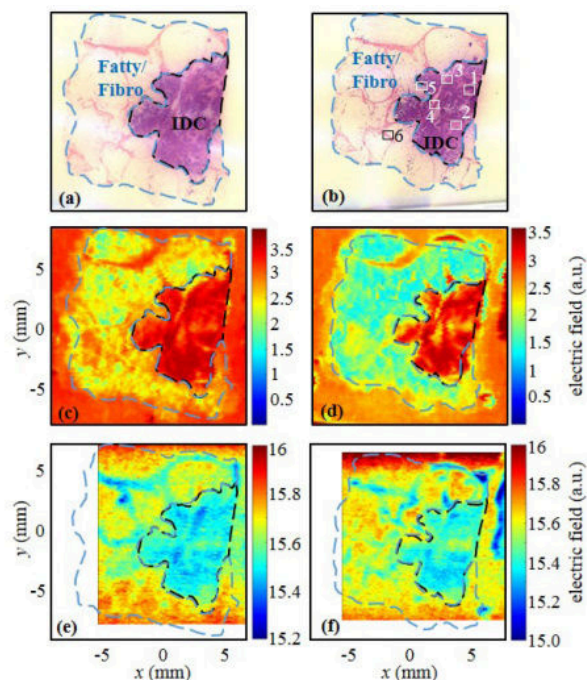


FIGURE 1.3 – Deux échantillons de tissu biologique issus d’une patiente atteinte de cancer du sein (a,b) sont soumis à des techniques d’imagerie THz en réflexion (c,d) et en transmission (e,f). Le sigle IDC signifie « Infiltrating Ductal Carcinoma » et désigne les tissus atteints par la maladie, qui apparaissent en violet dans les figures (a) et (b). Extrait de [18]

Physique de la matière condensée

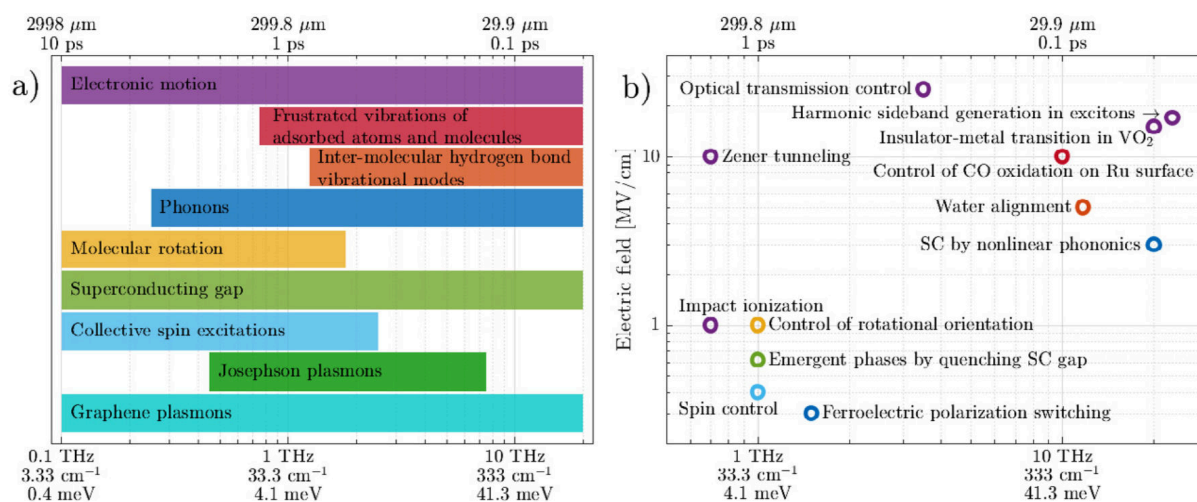


FIGURE 1.4 – (a) Phénomènes excités dans les solides et les milieux moléculaires dans le domaine THz. (b) Exemples d’applications nécessitant un fort champ THz ($1 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1} = 0.1 \text{ GV} \cdot \text{m}^{-1}$). Les points proviennent des références : dynamique électronique (violet) [19–23], phonons (bleu) [24, 25], « superconducting gap » (vert clair) [26], rotation moléculaire (jaune) [27], liaison hydrogène intermoléculaire (orange) [28], catalyse sélective (rouge) [29], excitations collectives de spin (bleu clair) [30]. Extrait de [31].

Les ondes THz sont aussi employées dans un grand nombre d'études nécessitant une manipulation fine de la dynamique de matériaux. La revue établie en 2019 par P. Salén et al. [31] [voir Fig. 1.4] rassemble un grand nombre d'exemples de travaux réalisés dans ce sens, couvrant la dynamique des phonons (supraconductivité [32], ferroélectricité [33] induites par THz), la dynamique des porteurs de charge dans les matériaux semiconducteurs [34], la dynamique des spins [35], la dynamique moléculaire rotationnelle-vibrationnelle dans les milieux liquides ou gazeux, etc. Sur ce dernier sujet, un exemple marquant est la confirmation expérimentale en 2015 de l'apparition dans un cristal de protéines d'un condensat de Fröhlich⁴ induite par une excitation à 0.4 THz [37].

Certaines des applications les plus récentes nécessitent spécifiquement des champs THz élevés pour être menées à bien. Ainsi en 2020, F. Novelli et al. [38] ont montré que la dynamique de l'eau émanant du réseau de liaisons hydrogène ainsi que des mouvements de vibration et de rotation des molécules pouvait être étudiée grâce à des champs THz d'amplitude élevée. La spectroscopie fine de l'eau est fondamentale car cet élément est un solvant central en chimie et en biochimie. C'est aussi le liquide universel à travers lesquels les micro-organismes, dont les virus, se propagent, sujet d'intérêt en particulier depuis la crise sanitaire du Covid-19 [39].

Un autre exemple est la tomographie atomique pompe-sonde. En 2021, A. Vella et al. [40] ont montré que des champs THz intenses produits par des lasers à deux couleurs puis amplifiés localement autour d'une nano-pointe d'aluminium [voir Fig. 1.5(A)] à quelques GV.m^{-1} pouvaient être utilisés pour réaliser une tomographie résolue au niveau atomique avec une évaporation athermique, qui ouvre la voie vers des possibilités d'analyse fine de tissus biologiques. La figure 1.5(A) décrit le principe de la tomographie atomique (APT pour « Atom Probe Tomography ») par rayonnement THz : une impulsion THz monocyclique générée par un plasma d'air créé par une onde laser à deux couleurs est focalisée sur une nanopointe d'aluminium mise sous tension à plusieurs dizaines de kilovolts. A la surface de la nanopointe, les atomes sont évaporés par le champ THz et projetés sur un capteur résolu en temps et en espace. Le temps de vol des ions permet de déduire le rapport de leur masse par leur charge, et la position d'impact sur le détecteur permet de reconstruire le volume évaporé. L'évaporation des atomes est rendue possible par l'augmentation locale de l'amplitude du champ THz d'un facteur de l'ordre de 10^{2-3} [voir Fig. 1.5B]. La figure 1.5(C) montre le spectre de masse des espèces détectées (majoritairement des ions Al^+ , ainsi que des ions H^+ et H_2^+). La figure 1.5D montre le résultat obtenu après la reconstitution de la forme de l'échantillon étudié. Les résolutions spatiales longitudinale et latérale sont respectivement estimées à (0.07 ± 0.01) nm et (1.3 ± 0.1) nm, permettant une reconstruction de la structure de la surface de la nanopointe au niveau atomique.

Des champs THz dépassant le GV.m^{-1} permettent par ailleurs de catalyser des réactions chimiques à la surface de matériaux en déclenchant une réponse collective des atomes en surface [voir Fig. 1.6]. Par exemple, en 2015, une équipe du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) a démontré la possibilité d'induire sélectivement la réaction d'oxydation $\text{CO} + \text{O} \rightarrow \text{CO}_2$ catalysée sur un substrat de ruthénium en évitant la désorption⁵ des molécules de CO, qui est choisie préférentiellement lorsque la réaction est initiée par chauffage ou par un laser optique [29]. Ceci est rendu possible par l'activation non-thermique des liaisons Ru–O sans activation des sites Ru–CO. Les champs THz employés, avec une amplitude de l'ordre du GV.m^{-1} et un spectre large (entre 2 et 20 THz) centré à 10 THz, ont été générés par rayonnement de transition cohérent d'un faisceau d'électrons relativistes produit par un accélérateur conventionnel (le « Linac

4. L'hypothèse de Fröhlich de 1968 [36] postule que les systèmes biologiques peuvent présenter un comportement analogue à la condensation de Bose-Einstein, où les oscillations des moments dipolaires présents dans les cellules (membranes, liaisons H...) se coupleraient à grande échelle sur un mode (THz) unique et cohérent, constituant un réservoir stable d'énergie non thermalisée.

5. La désorption est le contraire de l'adsorption, qui est la fixation d'un élément sur un site actif du catalyseur.

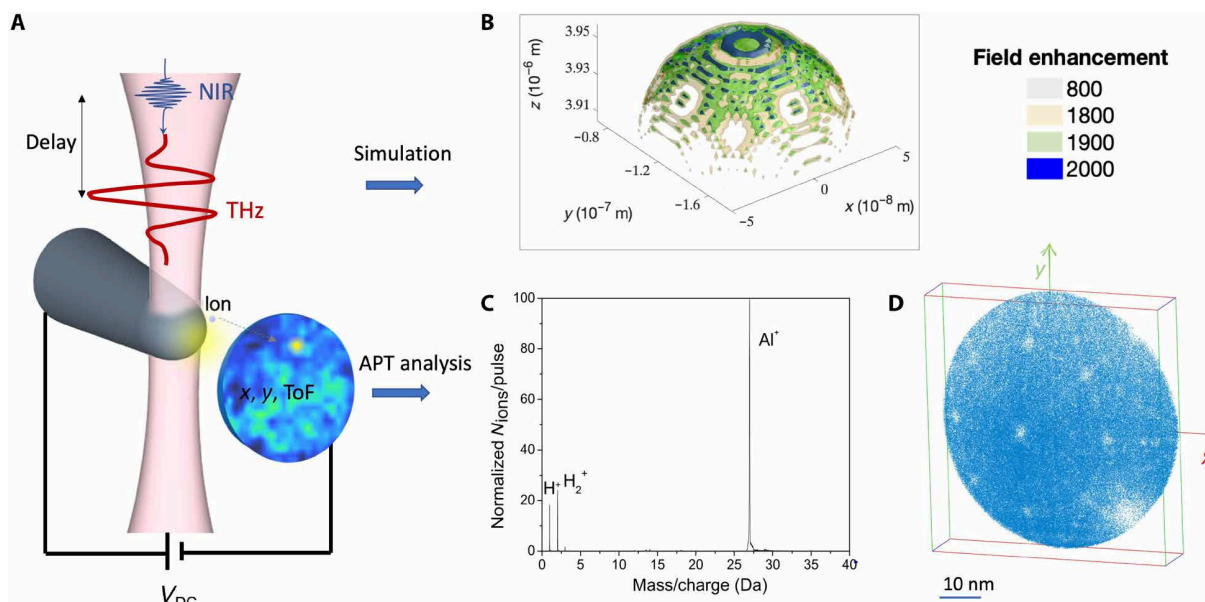


FIGURE 1.5 – (A) Des impulsions THz ultracourtes (rouge) sont focalisées sur une nanopointe métallique confinée dans une chambre à vide. Une forte tension est appliquée à la nanopointe, ce qui se traduit par un champ électrique intense au niveau de l’extrémité de l’échantillon. Les ions évaporés sont projetés sur un dispositif de détection résolu en temps et en espace (x , y , ToF pour « Time of Flight »). Une impulsion infrarouge (NIR pour « Near-Infrared ») peut être combinée à l’impulsion THz pour sonder le mécanisme d’interaction en faisant varier leur retard relatif. (B) Isosurfaces de la distribution tridimensionnelle de l’amplitude du champ au voisinage de l’échantillon pour une fréquence d’excitation de 2 THz, pour différentes valeurs de facteur d’amplification. (C) Spectre de masse d’un échantillon d’aluminium pur obtenu par tomographie atomique assistée par THz. La tension appliquée à la pointe vaut $V_{DC} = 8.7 \text{ kV}$, et le taux d’ionisation est de l’ordre de 0.01 ion par impulsion à la température $T = 50 \text{ K}$. (D) Reconstitution 3D de l’échantillon d’aluminium pur. Extrait de [40].

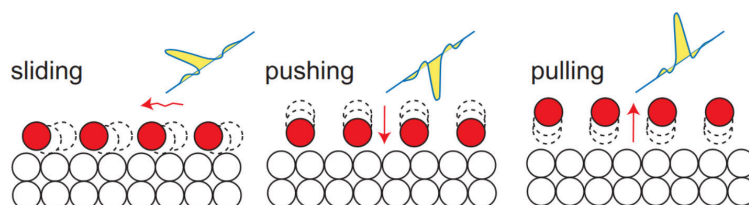


FIGURE 1.6 – Des champs THz intenses monocycliques ($\geq 1 \text{ GV.m}^{-1}$) permettent de déclencher des réponses atomiques collectives (cercles rouges) à la surface de matériaux tels que des catalyseurs (cercles blancs) pour initier des réactions chimiques de façon contrôlée, en choisissant la fréquence de l’impulsion THz et sa polarisation. Cette dernière permet de contrôler la direction de la force exercée sur les atomes en surface. Extrait de [41].

Coherent Light Source »), émis lors de l'interaction du faisceau d'électrons avec une cible solide [42].

Le champ électrique d'une liaison chimique peut être estimé comme $e/4\pi\epsilon_0 d^2 \simeq 6 \text{ GV.m}^{-1}$, avec $d \simeq 1\text{Å}$ la taille typique d'une liaison chimique (e et ϵ_0 sont respectivement la charge élémentaire et la permittivité du vide); le même ordre de grandeur se retrouve en considérant l'énergie standard de liaison des molécules [31], de l'ordre de $D^0 \simeq 400 \text{ kJ.mol}^{-1}$ [43], et en calculant le champ électrique comme $D^0/edN_A \simeq 8 \text{ GV.m}^{-1}$, où $N_A = 6.02214076 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ est la constante d'Avogadro. De façon générale, la maîtrise de champs électriques à des amplitudes égales ou supérieures à 10 GV.m^{-1} permet d'agir directement sur des liaisons chimiques de façon sélective [44].

1.1.3 Sources térahertz

Il existe trois grandes catégories de sources THz : les lasers THz, les sources électroniques et les convertisseurs optiques. Les sources laser-plasma qui constituent le sujet de cette thèse appartiennent à la troisième catégorie.

Les lasers THz

Les premiers lasers opérant dans l'infrarouge lointain remontent aux années 1960 [45] et consistent en général en un tube de plusieurs mètres de long renfermant un gaz de molécules organiques (telles que le méthanol CH_3OH et ses isotopes) dont les fréquences de rotation / vibration sont excitées par des décharges électriques ou un laser optique, par exemple un laser CO_2 . De tels lasers permettent d'atteindre des puissances de l'ordre de la dizaine de milliwatts, en générant du rayonnement dans la bande 1 – 10 THz [46, 47]. Les lasers p-Ge (p-type Germanium) sont quant à eux des lasers solides qui ont été développés au tournant du XXI^{ème} siècle [48], et qui reposent sur l'accélération des trous d'un semi-conducteur de Germanium dopé au Gallium sous l'effet d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés, fonctionnant à la température de l'hélium liquide.

Les développements technologiques les plus récents concernent les lasers à cascade quantique (QCL). La technologie du laser à cascade quantique a été réalisée expérimentalement en 1994 par J. Faist *et al.* [49] et approfondie par l'équipe de F. Capasso à Harvard [50]. En 2002, R. Köhler *et al.* ont démontré la possibilité d'utiliser de tels lasers pour générer du rayonnement THz [51]. Un QCL est une structure semi-conductrice (un super réseau) constituée d'une succession de couches de faible épaisseur soumises à une différence de potentiel. Celles-ci forment une série de puits quantiques en escalier, dans lesquels un électron se désexcite avec émission de photon par transition inter-sous-bande, puis est capable de traverser la différence de potentiel entre deux puits par effet tunnel. Ce processus se répète en cascade pour chaque électron dans chaque puits quantique. L'énergie des photons émis est fixée par la largeur des puits quantiques, c'est-à-dire par l'épaisseur des couches du semi-conducteur, contrairement à un laser à semi-conducteur classique dans lequel l'énergie des photons émis est fixée par le « gap » du matériau. Cela permet à un QCL d'émettre dans des fréquences aux alentours de 1 – 5 THz (donc dans une bande de fréquences relativement étroite), avec des puissances pouvant atteindre le watt [52].

Les sources électroniques

Cette catégorie regroupe les systèmes à base de diodes (Gunn [53], IMPATT [54], TUNNET [55], ...) développés pour fonctionner au-delà de la dizaine de GHz. Ces technologies sont principalement limitées en fréquence par le temps de transfert des porteurs de charge à travers les

jonctions semi-conductrices, avec une puissance de sortie variant en $1/\nu^{2-3}$ [56]. Elles sont limitées à des fréquences ne dépassant guère 1 THz pour des puissances inférieures au milliwatt [voir Fig. 1.7(a)].

Les sources électroniques regroupent aussi toutes les sources à électrons libres tels que les synchrotrons [57, 58] et les FEL [59] (pour « Free Electron Laser », ou Laser à Électrons Libres). Dans les premiers, des électrons sont injectés dans un circuit circulaire où ils sont confinés par des électroaimants et accélérés ; dans les seconds, un paquet d'électrons est accéléré linéairement puis traverse un onduleur (succession d'aimants dont les pôles sont inversés). Dans les deux cas, la trajectoire courbe des électrons génère un rayonnement synchrotron dans des fréquences pouvant aller des micro-ondes aux rayons X.

Les sources optiques

La dernière catégorie d'émetteurs THz recouvre tous les schémas dans lesquels intervient une conversion non-linéaire de fréquence depuis une source optique (typiquement une source laser) vers la gamme des THz. L'une des voies pour réaliser cette conversion est l'utilisation d'un convertisseur solide. Dans une antenne photoconductrice (PCA) [60], un laser femtoseconde, d'une durée inférieure à la picoseconde, illumine un substrat photoconducteur sur lequel est placée une antenne composée d'un dipôle métallique sous tension. Les charges générées par le laser dans le matériau photoconducteur sont accélérées par le champ électrique du dipôle, générant un courant. Celui-ci ré-émet alors dans les fréquences THz.

Un autre phénomène couramment exploité est la rectification optique [61] d'une impulsion laser femtoseconde dans un cristal électro-optique (EOC) [23] ou organique [62–64] [voir Fig. 1.7(b)]. Un cristal non-centrosymétrique possède une susceptibilité quadratique $\chi^{(2)}$ induisant une polarisation⁶ de la forme $P \propto \chi^{(2)}E^2$. Pour un champ laser gaussien de la forme $E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \exp(-t^2/\tau^2)$ (E_0 , ω_0 et τ sont respectivement l'amplitude, la fréquence et la durée de l'impulsion laser), une composante basse fréquence de la polarisation de la forme $P(t) \propto \chi^{(2)}E_0^2 \exp(-2t^2/\tau^2)$ apparaît, assimilable à un courant électrique basse fréquence qui génère un champ dans la gamme des THz. Pour être efficace, ce phénomène nécessite en outre la vérification d'une condition d'accord de phase entre l'impulsion optique et l'impulsion THz (« phase matching »), de la forme $\omega_0 + \omega_{\text{THz}} = k_0 + k_{\text{THz}}$ [65]. Cette condition peut par exemple être remplie en inclinant la surface du cristal par rapport à l'axe de propagation du faisceau laser [66], ou en utilisant l'effet Cherenkov dans le matériau électro-optique [67] qui génère une onde conique avec un angle dépendant de la condition d'accord de phase. Une autre technique (dite du « Tilted Front Pulse ») consiste à utiliser une impulsion laser dont le front d'onde est incliné par rapport à la direction de propagation [68, 69]. Cette dernière méthode a l'avantage de générer un front d'onde THz plan avec une efficacité de conversion pouvant atteindre 1%, des énergies proches du millijoule [70] et des champs approchant le GV.m^{-1} . En revanche le spectre THz généré reste très piqué, donc étroit (« narrowband ») autour des fréquences vérifiant la condition de « phase matching ».

Les sources présentées jusqu'ici ont en commun un spectre étroit (de l'ordre de quelques THz), des puissances modérées (au mieux, du milliwatt au watt), des champs THz peu élevés (au mieux, quelques dizaines de mégavolts par mètre). La rectification optique permet d'atteindre des amplitudes de champ électrique pouvant atteindre le GV/m [63], mais reste limitée par le seuil de dommage en fluence du champ laser excitateur et par la taille (surface) des matériaux d'interaction. Or les applications présentées en section 1.1.2 nécessitent pour certaines des

6. La polarisation désigne ici la densité volumique de moment dipolaire électrostatique, à ne pas confondre avec son homonyme désignant la direction du champ électrique pour une onde électromagnétique.

spectres larges, de grandes énergies, et des champs THz forts. Nous allons présenter ici un dernier type de convertisseur optique susceptible de remplir ces critères : les interactions laser-gaz.

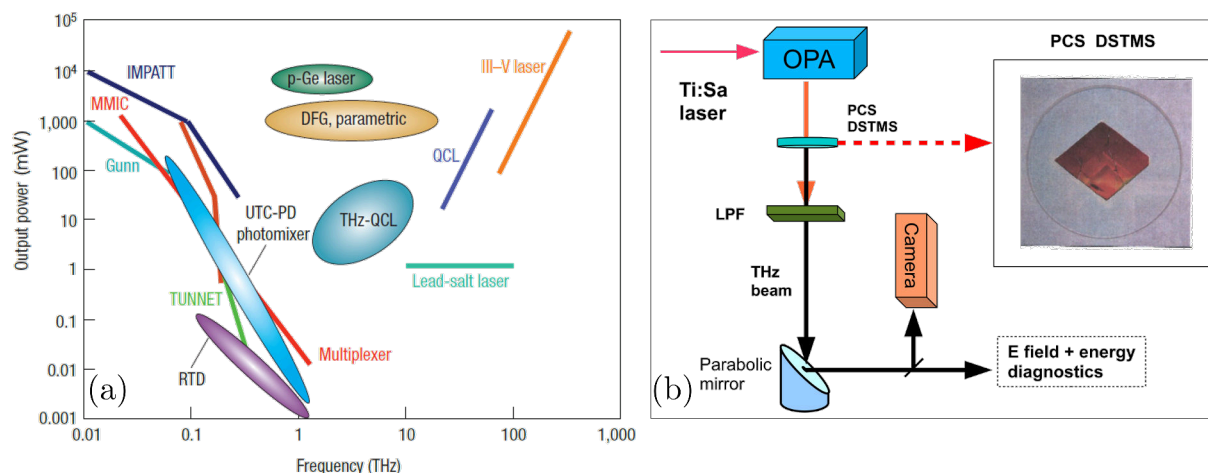


FIGURE 1.7 – (a) Cartographie des sources de rayonnement THz. On distingue deux grandes familles : les méthodes électroniques aux basses fréquences et les méthodes optiques aux hautes fréquences. (b) Principe de montage de génération de rayonnements THz par rectification optique. Le laser (Ti:Sa) passe à travers un amplificateur paramétrique optique (OPA) et pompe un cristal non-linéaire (ici, un cristal organique de type DSTMS dont une photographie est montrée en haut à droite). Sa surface élevée (400mm^2) permet la génération d'un champ THz de forte amplitude ($3.6\text{GV}\cdot\text{m}^{-1}$). Extrait de (a) [71] et (b) [63].

1.2 Introduction aux interactions laser-plasma

Un convertisseur laser-plasma repose sur une idée clé : un plasma étant un milieu non linéaire favorisant le mélange des fréquences, il joue le rôle de convertisseur optique et n'est pas sujet à l'endommagement limitant les champs générés par des convertisseurs à l'état solide. Les énergies THz délivrées par des plasmas ne sont alors plus limitées que par l'énergie laser incidente, et par l'efficacité de conversion des fréquences optiques vers les fréquences THz. Avant d'aborder la physique des plasmas, nous allons tout d'abord évoquer quelques éléments de physique des lasers femtoseconde.

1.2.1 Lasers femtoseconde

Un laser est un instrument capable de générer une onde lumineuse cohérente, directionnelle et de forte amplitude. La possibilité théorique de produire un tel rayonnement remonte aux travaux d'Einstein sur l'absorption et l'émission de photons [72]. Considérant un rayonnement isotrope de densité spectrale d'énergie par unité de volume $\rho(\nu) \equiv d^2\mathcal{E}/d\nu dV$, et un ensemble de n atomes identiques possédant deux niveaux d'énergie \mathcal{E}_1 , $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_1 + h\nu_0$, avec $n_{1,2}$ le nombre d'atomes sur chaque niveau, l'évolution du nombre d'atomes sur chaque niveau est dictée par les équations

$$\left. \frac{dn_2}{dt} \right|_{\text{sp}} = -A_{21}n_2, \quad (1.2)$$

$$\left. \frac{dn_2}{dt} \right|_{\text{st}} = -B_{21}n_2\rho(\nu_0), \quad (1.3)$$

$$\left. \frac{dn_2}{dt} \right|_{\text{abs}} = B_{12}n_1\rho(\nu_0), \quad (1.4)$$

décrivant respectivement l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'absorption de photons de fréquence ν_0 . Les quantités A_{21} , B_{21} et B_{12} dépendent de la nature de l'atome considéré⁷ et sont nommées « coefficients d'Einstein ». Le phénomène décrit par l'équation (1.3) correspond à l'émission d'un photon par un atome dans l'état \mathcal{E}_2 , induite par l'action d'un photon incident. Les deux photons (incident et émis) sont en phase à l'issue de l'interaction, ce qui en termes ondulatoires correspond à une amplification du champ électrique. Le principe du laser repose sur l'amplification cohérente d'un champ initial par ce mécanisme d'émission induite. Cela nécessite une inversion de populations $n_2 > n_1$ pour rendre le milieu amplificateur, et donc un apport d'énergie extérieur pour déplacer le système hors de l'équilibre thermodynamique décrit par la statistique de Maxwell-Boltzmann $n_i = n \exp(-\beta\mathcal{E}_i)/Z(T)$, où $\beta = (k_B T)^{-1}$ est la température thermodynamique ($k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann) et $Z(T) = \sum_i \exp(-\beta\mathcal{E}_i)$ est la fonction de partition du système.

L'architecture laser de base est la cavité Fabry-Pérot constituée de deux miroirs plans séparés d'une distance L , de part et d'autre du milieu amplificateur. Les modes autorisés dans la cavité sont des modes stationnaires vérifiant $\nu_j = j \times c/2L$, dont seuls ceux compris dans la bande passante du milieu amplificateur $\nu_0 \pm \Delta\nu$ subissent effectivement l'amplification et sont conservés. Différentes techniques, telles que le blocage de mode [73] (consistant à bloquer la phase entre les différents modes générés dans le milieu) ou la commutation-Q [74] (consistant à bloquer puis déclencher l'amplification au moment où le milieu est en saturation d'amplification), ont permis de passer d'un fonctionnement continu comme décrit précédemment, à un fonctionnement pulsé du laser où l'énergie est concentrée dans de brèves impulsions. Ces techniques permirent de générer des impulsions d'une durée allant de la picoseconde à la femtoseconde avec des énergies, intensités et champs de l'ordre du joule, de quelques $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, et de quelques GV.m^{-1} , respectivement. En 1985, l'invention par Donna Strickland et Gérard Mourou [75] de la technique de l'amplification par dérive de fréquence (« Chirped Pulse Amplification », CPA) fit entrer les technologies laser dans une ère nouvelle [voir Fig. 1.8(a)]. Le principe de la CPA est d'étirer l'impulsion laser initiale d'un facteur au moins 10^3 en dispersant spatialement les composantes spectrales de l'impulsion au moyen d'un réseau ; l'ensemble est amplifié, puis un réseau de sortie identique au premier inverse la dispersion et reconstitue une impulsion brève. L'étirement de l'impulsion avant amplification en diminue la puissance et l'intensité locales, permettant de rester sous le seuil d'endommagement du milieu amplificateur. En 2019, des impulsions de 10 PW ont pu être réalisées sur l'installation ELI-NP en Roumanie [76], permettant d'atteindre a priori des intensités de $10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ et des durées de l'ordre de 20 fs. De façon générale, les progrès continus réalisés depuis l'invention de la CPA ont permis la réalisation d'expérimentations dans de larges pans de la physique des hautes énergies [voir Fig. 1.8(b)].

1.2.2 Interaction avec un plasma sous-dense

Le contenu de cette section, constituant le cœur du présent travail, est détaillé en profondeur au chapitre 2, en particulier aux sections 2.2 et 2.3.

7. Ils représentent la probabilité que le phénomène décrit se produise.

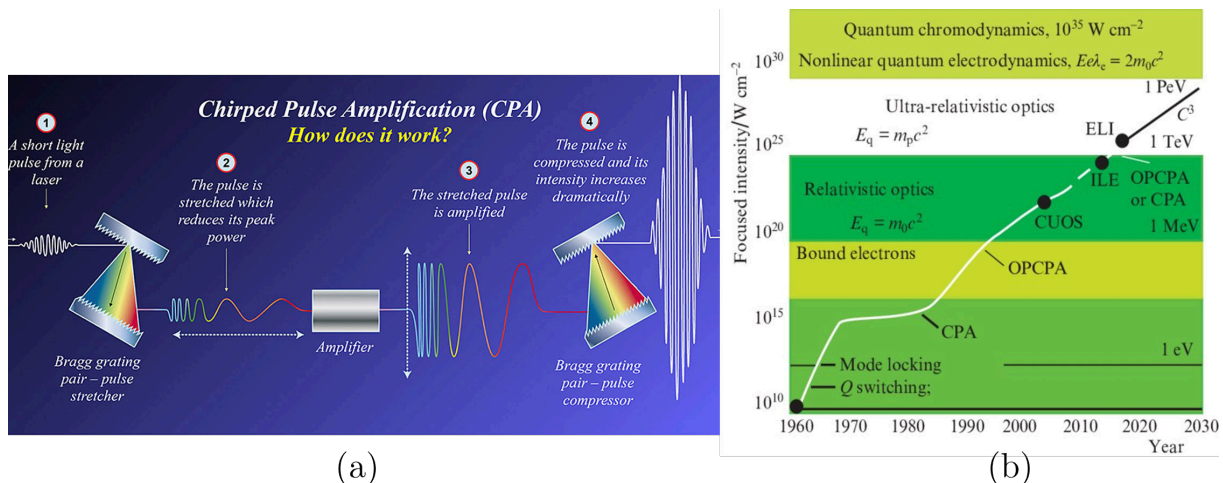


FIGURE 1.8 – (a) Principe de fonctionnement de l’amplification laser par dérive de fréquence. L’impulsion initiale (1) traverse un réseau qui sépare et étire temporellement les composantes fréquentielles de l’impulsion (2). L’impulsion étirée est amplifiée (3) puis comprimée (4) par un réseau symétrique, inversement à son étirement. (b) Évolution des intensités laser depuis les débuts de cette technologie. Les principales innovations scientifiques et techniques sont rappelées ainsi que les domaines physiques explorés au fur et à mesure de l’augmentation des intensités mises en jeu : ionisation atomique à partir de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, optique relativiste et ultra-relativiste pour 10^{18} et $10^{25} \text{ W.cm}^{-2}$. Atteindre des intensités de $10^{30} \text{ W.cm}^{-2}$ devrait permettre d’explorer la limite de Schwinger, au-delà de laquelle la dynamique du champ électromagnétique devient non-linéaire [77]. Extrait de (a) [78] et (b) [79].

Comme exposé précédemment, il est possible de générer des impulsions laser dépassant le seuil d’intensité d’ionisation des gaz communs ($\simeq 10^{14-15} \text{ W.cm}^{-2}$) : au-delà de ces intensités, le champ électrique laser élevé déforme suffisamment le puits de potentiel dans lequel se trouvent les électrons liés pour que ceux-ci soient susceptibles de franchir la barrière de potentiel coulombien par effet tunnel, voire par sa suppression [80].

Le gaz devient un plasma, c’est-à-dire un mélange de charges positives (les ions) et de charges négatives (les électrons). Le régime d’interaction est alors caractérisé par le paramètre $a_0 = eE_0/m_e c \omega_0$, qui est l’amplitude normalisée du champ (m_e et c représentent la masse de l’électron et la vitesse de la lumière dans le vide). Ce paramètre est relié à l’intensité de l’impulsion laser par la relation

$$a_0 = 0.85 \sqrt{I_0 [10^{18} \text{ W.cm}^{-2}] \lambda_0 [\mu\text{m}]}, \quad (1.5)$$

ce qui implique qu’un laser opérant dans le proche infrarouge ($\lambda_0 \simeq 1 \mu\text{m}$) d’amplitude normalisée $a_0 = 1$ a une intensité équivalente de $I_0 = 1.38 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

Pour des intensités laser vérifiant $a_0 \ll 1$, l’interaction est non-relativiste. Les électrons sont mis en mouvement par la force électrique laser $e\vec{E}_L$ qui les fait osciller à la fréquence $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, puis retournent à l’équilibre après le passage de l’impulsion. Dans ce régime, l’utilisation d’un champ laser à deux couleurs ω_0 et $2\omega_0$ dont la différence de phase est non nulle rend le champ électrique laser asymétrique [comparer les courbes rouges entre les figures 1.9(a) et 1.9(b)], en particulier aux instants d’ionisation, correspondant aux sauts de la densité électronique n_e [courbes pointillées noires de la figure 1.9] qui deviennent localisés a-périodiquement le long de l’axe des temps. Au cours de l’ionisation du gaz, le courant électrique $J \propto \int n_e E_L dt$ [courbes bleues de la figure 1.9] acquiert alors une composante basse fréquence émergeant de l’interférence

constructive des contributions des micro-courants produits par photo-ionisation et accumulés au cours de l'impulsion laser. Ce courant basse-fréquence est une source de champs THz [81–86], associé aux « photocourants », dont le mécanisme, présenté succinctement ici, est détaillé en section 2.3.2.

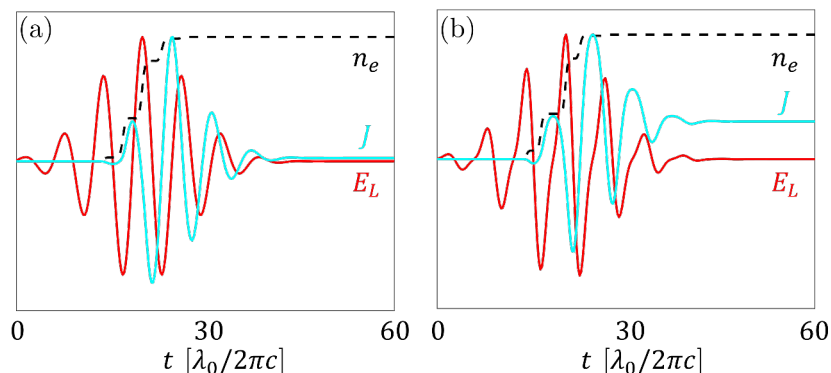


FIGURE 1.9 – Les photocourants produisent des rayonnements THz nécessitant l’emploi d’un système laser à deux couleurs avec des impulsions multi-cycles. (a) L’impulsion laser est monochromatique ; la densité de courant électronique est haute-fréquence. (b) L’impulsion laser possède deux fréquences ω_0 et $2\omega_0$. La densité de courant électronique possède une composante basse-fréquence caractérisée par $J \neq 0$ après le passage de l’onde laser à deux couleurs. Le champ laser est indiqué en rouge, la densité électronique en noir et le courant électrique en bleu. Les unités sont exprimées en $\omega_0^{-1} = 0.53$ fs ($\lambda_0 = 1$ μm).

Une impulsion laser constituée de plusieurs harmoniques est aussi susceptible de former un filament dans un gaz sous-dense (comme l’air atmosphérique), c’est-à-dire de se propager sur plusieurs longueurs de Rayleigh⁸ sans diffraction [87]. Ce phénomène est une conséquence de l’auto-focalisation par effet Kerr (décrit à la section 2.3.1), dans laquelle l’indice optique dépend de l’intensité locale du champ laser [61], qui contrebalance la défocalisation induite par le plasma d’électrons libres [88, 89] [voir Fig. 1.11(a)].

Un autre mécanisme d’importance est le sillage laser, décrit en détail en section 2.3.4. Ce phénomène entre en action à partir d’intensités laser de l’ordre de $I_0 = 10^{15-16}$ W.cm⁻² et est lié à la force pondéromotrice de l’onde laser. Cette force basse-fréquence s’apparente à la pression lumineuse exercée par le champ laser sur les particules chargées et est proportionnelle au gradient de l’intensité laser moyennée sur une période laser : $\vec{F}^P \propto -\vec{\nabla}\langle E_L^2 \rangle$. En chassant les électrons des zones de forte intensité, elle conduit à l’apparition de variations locales de densité électronique. Une fois mis en mouvement par la force pondéromotrice, les électrons sont rappelés par les champs électriques induits par la séparation de charge, vers les zones de faible densité électronique où les ions sont majoritaires. En effet, ces derniers restent immobiles du fait de leur masse trop importante pour être sensiblement affectés sur des échelles de temps de l’ordre de la centaine de femtosecondes. Cette force de rappel induit des oscillations dont la fréquence de résonance $\omega_{pe} = e(n_e/\epsilon_0 m_e)^{1/2}$, dite fréquence plasma électronique⁹, dépend de la densité électronique n_e . De façon équivalente, $\nu_{pe}[\text{THz}] = 0.9\sqrt{n_e[10^{16}\text{cm}^{-3}]}$ signifie que la fréquence plasma d’un gaz sous-dense avec une densité de l’ordre de 10^{15-20} cm⁻³ prend des valeurs de

8. La longueur de Rayleigh $z_R = \pi w_0^2/\lambda_0$ est la distance entre le point où le champ laser est focalisé au maximum (son profil radial en champ est $\exp[-r^2/w_0^2]$), et le point où sa section est doublée.

9. ω (en radians par seconde) désigne en toute rigueur la pulsation ou fréquence angulaire de l’onde considérée, tandis que $\nu = \omega/2\pi$ est la fréquence exprimée en s⁻¹, c’est-à-dire en hertz.

l'ordre de 0.1 – 100 THz¹⁰. Ces oscillations mènent à l'apparition d'une onde plasma électronique [90] de longueur d'onde $\lambda_{pe} = c/\nu_{pe}$ et de courants électriques qui persistent après le passage de l'impulsion laser [voir Fig. 1.10] et constituent une source de rayonnements électromagnétiques [91]. En 2008, C. D'Amico et al. [92] ont démontré que le sillage de l'onde laser généré par un filament est en particulier une source de rayonnements THz. Initiés par la force pondéromotrice laser, ces rayonnements sont émis avec un angle [voir Fig. 1.11(b)] qui dépend de la longueur du canal plasma excité par le filament optique [93]. Cette source devient dominante aux intensités laser élevées ($I_0 \simeq 10^{16-17} \text{ W.cm}^{-2}$) [94] devant les photocourants, qui saturent à partir de l'intensité à laquelle le gaz est totalement ionisé par laser.

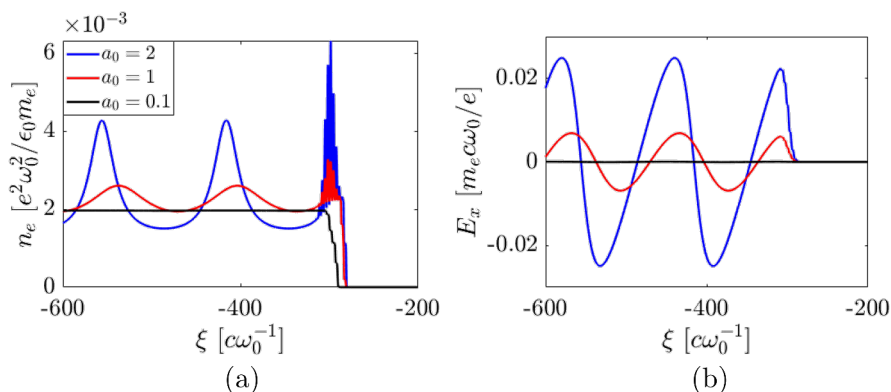


FIGURE 1.10 – Profils de (a) densité électronique n_e et (b) champ électrique dans la direction de propagation E_x pour un champ laser (localisé autour de $\xi = -300 c\omega_0^{-1}$, où $\xi = x - ct$) d'amplitude $a_0 = 0.1$ (courbes noires), 1 (courbes rouges) ou 2 (courbes bleues). L'amplitude de l'onde plasma croît avec a_0 . Pour $a_0 = 1$, les oscillations restent harmoniques (linéaires ou quasi-linéaires), mais deviennent anharmoniques lorsque $a_0 = 2$ (onde plasma non-linéaire).

Lorsque un laser ultra-intense ($a_0 \gg 1$) est utilisé, l'onde plasma devient non-linéaire [95] [voir Fig. 1.10, courbes bleues] et des régimes nouveaux d'interaction sont susceptibles d'être mis en œuvre dans le sillage de l'impulsion laser. Ainsi, lorsque les dimensions de celle-ci sont de l'ordre ou inférieure à la longueur d'onde plasma, les électrons sont totalement chassés hors de l'axe de propagation laser par la force pondéromotrice et une cavité vide d'électrons se forme immédiatement derrière l'impulsion [voir Fig. 1.11(b,c)], entourée par une bulle de forte densité électronique [96,97]. Dans ce régime dit de « bulle » ou « blowout », des électrons sont susceptibles d'être piégés à l'arrière de la cavité plasma par les champs électrostatiques très intenses (de l'ordre de 100 GV.m^{-1}) dus à la séparation de charges et d'être entraînés à la suite de l'onde laser, qui se propage à la vitesse de groupe $v_g \simeq c$. Ce principe, l'accélération par sillage laser (LWFA pour « Laser Wake Field Acceleration ») [90,98], permet d'accélérer des électrons à des énergies dépassant le GeV sur des distances très courtes, de l'ordre du cm. Ainsi en 2019, une équipe du LBNL (Laboratoire National Lawrence-Berkeley) a démontré la capacité d'accélérer des électrons à une énergie de 7.8 GeV dans un tube de 20 cm de long, énergie nécessitant un accélérateur conventionnel de plusieurs centaines de mètres [99].

Il a aussi été démontré par des simulations numériques que ces électrons accélérés étaient susceptibles de générer des champs THz très élevés – de l'ordre de 10 à 100 GV.m^{-1} , pour des énergies dépassant la dizaine de mJ – par le mécanisme dit de rayonnement de transition cohérent (CTR) [100–103]. Lorsqu'un paquet d'électrons accélérés à des vitesses relativistes franchit l'interface plasma-vide, la continuité des champs solutions des équations de Maxwell

10. La densité particulière de l'air vaut environ $2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ au niveau du sol.

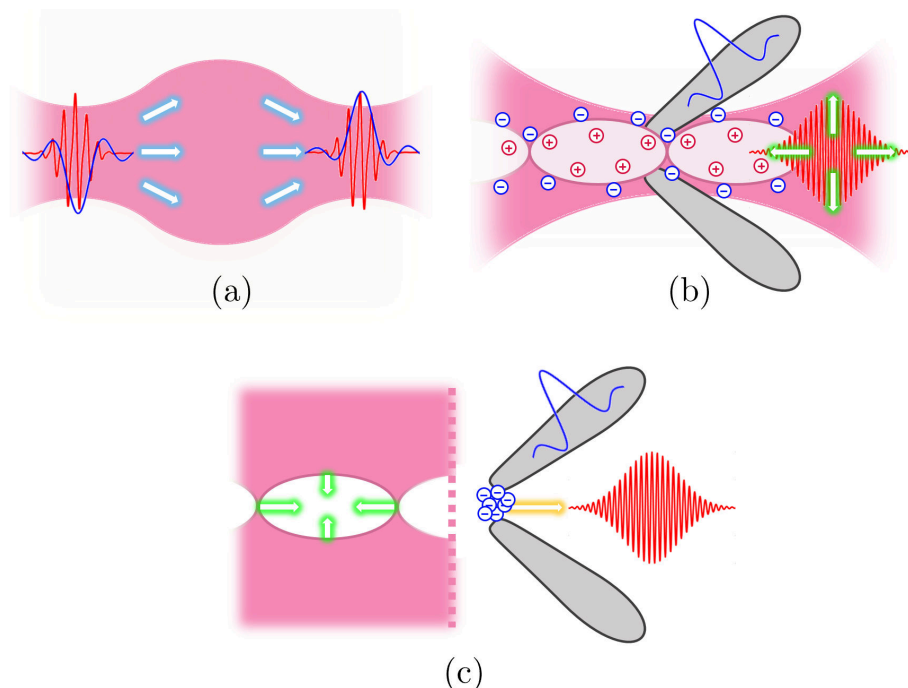


FIGURE 1.11 – Résumé schématique des effets d’interaction laser-plasma principaux permettant l’émission de rayonnements THz. (a) Filament plasma généré par une onde laser opérant à intensité laser modérée ($a_0 \ll 1$) du fait de la focalisation par effet Kerr et de la défocalisation par ionisation. Les régions où le champ laser est le plus intense agissent comme une source efficace de rayonnements THz s’il possède, comme ici, deux couleurs ayant une phase relative non nulle. (b) Effets pondéromoteurs apparaissant lorsque a_0 devient proche de 1. La force pondéromotrice (flèches vertes) déplace transversalement et longitudinalement les électrons, qui oscillent à la fréquence plasma. Lorsque $a_0 \gg 1$, si les dimensions longitudinale et transverse de l’onde laser sont proches de la longueur d’onde plasma, le sillage rentre dans le régime de la bulle où une région vide d’électrons se forme derrière l’onde laser, qui les chasse sur les bords du canal plasma. La force de rappel due à la séparation de charges crée de fortes oscillations à la fréquence plasma. Les courants électriques transverses ainsi générés sont source de rayonnements THz. (c) Dans le régime de la bulle décrit précédemment, une fraction des électrons est susceptible de rester piégée dans la bulle (les flèches vertes représentent les forces électriques de piégeage) et d’être accélérée à des vitesses proches de celle de la lumière par le champ électrostatique de l’onde plasma (sillage). Lorsque ce paquet d’électrons franchit l’interface plasma-vide (trait pointillé), un rayonnement de transition cohérent (CTR) est émis.

entre les deux milieux ayant des relations de dispersion différentes implique la génération d’un rayonnement émis dans un cône d’angle $\theta \simeq \gamma_e^{-1}$, où $\gamma_e = (1 - v_e^2/c^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz du paquet d’électrons accélérés à la vitesse v_e . L’énergie du rayonnement généré varie comme $\mathcal{E}_{\text{CTR}} \propto N_e^2 \ln(\gamma_e)$, où N_e est le nombre d’électrons accélérés. Cette dernière expression souligne l’importance de produire des paquets d’électrons denses et hautement énergétiques pour rendre le mécanisme CTR particulièrement efficace. Le rayonnement de transition est cohérent lorsque la longueur d’onde rayonnée est grande devant les dimensions du faisceau d’électrons traversant l’interface plasma-vide, car tous les électrons du faisceau peuvent alors être considérés comme rayonnant en phase.

1.3 Champs magnétiques intenses (10^{1-3} T)

1.3.1 Généralités sur les champs magnétiques intenses

L'application d'un champ magnétique intense à un processus de conversion laser-THz est une voie prometteuse pour l'amplification et la modulation des rayonnements émis. Cette propriété s'explique par la fréquence associée au champ magnétique modifiant la trajectoire d'une particule chargée, dite fréquence cyclotron, qui s'exprime comme suit : l'équation du mouvement d'une charge q de masse m_q se déplaçant à la vitesse \vec{v} dans un champ magnétique \vec{B}_0 est donnée par $m_q d\vec{v}/dt = \vec{F}^B$. $\vec{F}^B = q\vec{v} \times \vec{B}_0$ est la force de Lorentz. La résolution de cette équation différentielle montre que la charge décrit des cercles à vitesse constante dans le plan orthogonal au champ magnétique. La fréquence de ce mouvement périodique est la fréquence cyclotron donnée par $\omega_{c,q} = qB_0/m_q$. La fréquence cyclotron électronique, notée ν_{ce} , vérifie la relation $\nu_{ce}[\text{THz}] = B_0[\text{T}]/35.7$, ce qui implique que des champs magnétiques de l'ordre de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de teslas sont nécessaires pour produire des fréquences cyclotron électroniques opérant dans le domaine THz.

La production de champs magnétiques intenses (dépassant le champ magnétique des matériaux qui présentent une aimantation naturelle) repose sur la conversion d'énergie électrique en énergie magnétique à travers la loi d'Ampère : un courant électrique génère un champ magnétique dans tout l'espace, dont les lignes forment des boucles concentriques dans les plans orthogonaux au courant.

La structure générale d'un tel convertisseur électromagnétique est une succession de boucles de courants enroulées autour d'un axe le long duquel est généré le champ magnétique. Celui-ci est de l'ordre de $B = \mu nI$, où μ est la perméabilité magnétique du milieu, I le courant électrique fourni et n le nombre de boucles de courant par unité de longueur.

Deux phénomènes limitent la génération de champ magnétique par ce procédé [104]. Le premier est la dissipation de chaleur par effet Joule. La puissance de ce phénomène est $P_{\text{joule}} = RI^2 \propto B^2$. Le second phénomène est la force de Lorentz exercée par le champ magnétique sur les électrons en mouvement. Cette force s'exerce radialement, vers l'extérieur de la bobine, et varie elle aussi en B^2 . Pour un champ $B = 100$ T, la pression magnétique atteint les 4 GPa [105], valeur au-delà de laquelle la bobine subit des dégâts matériels irréparables. Ainsi, les techniques de génération de champs magnétiques intenses sont divisées en deux catégories, les méthodes non-destructives en dessous de 100 T et les méthodes destructives au-delà. Il existe une deuxième distinction entre les méthodes à champ permanent (où le champ est maintenu sur une durée arbitrairement longue) et les méthodes pulsées (où le champ n'existe que sur une durée limitée). Bien évidemment, les méthodes destructives sont incapables de produire un champ permanent.

Nous allons à présent détailler quelques méthodes permettant d'obtenir de tels champs magnétiques intenses.

1.3.2 Méthodes de génération de champs magnétiques intenses

Champs continus

Le record actuel de champ magnétique continu est de 45.5 T et a été établi en 2019 au National High Magnetic Field Laboratory en Floride [106]. Il repose sur la superposition du champ généré par un électroaimant classique et du champ généré par un aimant supraconducteur nécessitant un refroidissement en dessous de la température critique (de l'ordre de quelques degrés Kelvin) [voir Fig. 1.12(a)]. De façon générale, les générateurs de champs magnétiques continus mettent

en jeu des champs compris entre 30 et 50 T, donc à la limite basse du domaine THz [voir Fig. 1.12(b)].

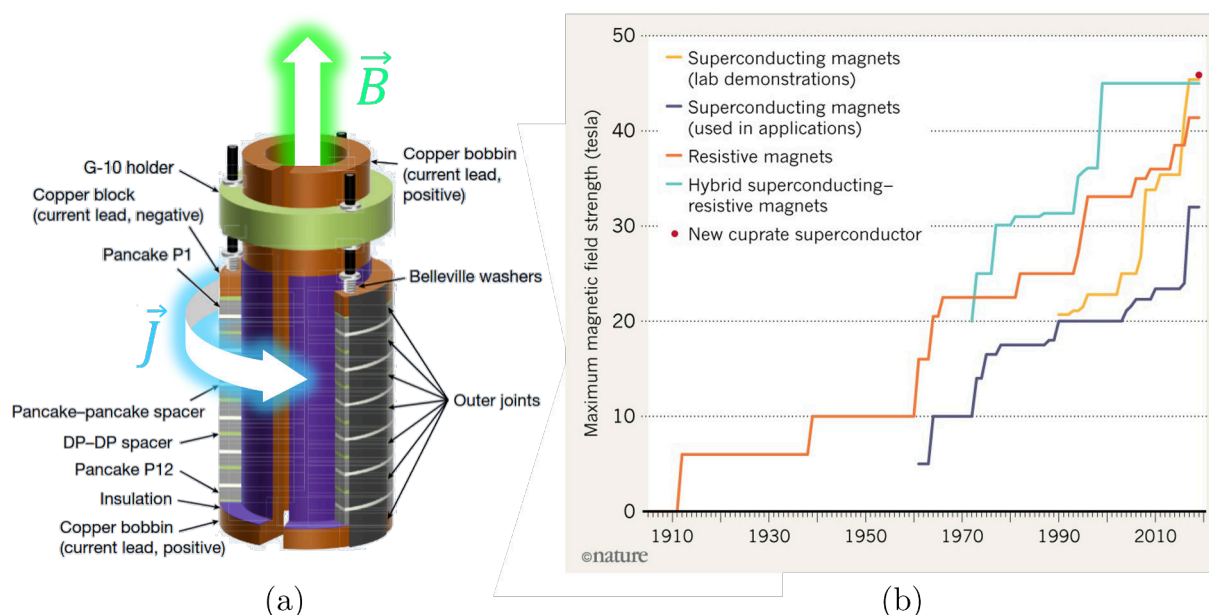


FIGURE 1.12 – (a) Représentation schématique de l’aimant supraconducteur ayant établi le record de champ magnétique continu en 2019 à 45.5 T. Sa structure repose sur une succession de douze bobines supraconductrices (dénommées « pancakes » sur la figure) parcourues par un courant électrique (flèche bleue). Le champ magnétique B est représenté en vert. (b) Évolution des champs magnétiques (en teslas) atteints par les générateurs de champs continus au cours du siècle précédent. Les courbes jaune et violette correspondent aux aimants supraconducteurs élaborés en laboratoire ou utilisés pour des applications scientifiques. La courbe orange correspond aux aimants résistifs (sans supraconductivité). La courbe bleue correspond à des aimants hybrides, combinant un aimant résistif et un aimant supraconducteur. Extrait de (a) [106] et (b) [107].

Aimants pulsés non-destructifs

Une description complète des technologies d’aimants pulsés est disponible en référence [108]. Le principe d’un aimant pulsé non-destructif repose sur la génération d’impulsions magnétiques suffisamment courtes pour permettre au matériau de refroidir entre deux cycles de fonctionnement. L’énergie est accumulée dans des condensateurs avant d’être rapidement déchargée dans un solénoïde. La limite des 100 T a été atteinte au Los Alamos National Laboratory (LANL, aux Etats-Unis) en 2012 [109], avec une durée caractéristique de quelques ms à 100 T. Pour atteindre ce résultat, deux bobines refroidies à l’azote liquide à une température de 75 K ont été imbriquées l’une dans l’autre, la plus grande étant alimentée par un générateur d’une puissance de 1200 mégawatts et la seconde par la décharge de 2.6 mégajoules d’énergie électrique contenue dans des condensateurs. Les figures 1.13(a,b) sont des photographies de l’installation ayant permis d’atteindre cette valeur record.

Les méthodes présentées dans la suite permettent de franchir la limite des 100 T, au prix d’une diminution de la durée des impulsions magnétiques générées du fait de la destruction partielle par les contraintes magnétiques des matériaux utilisés.

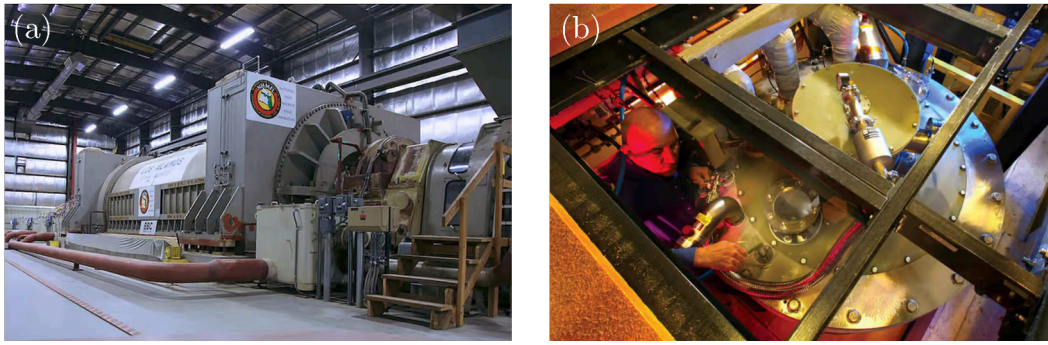


FIGURE 1.13 – (a) Générateur d’une puissance de 1.2 gigawatts permettant d’alimenter la bobine extérieure de l’aimant du LANL, possédant à ce jour le record absolu de champ magnétique pulsé non-destructif opérant sur des échelles de temps de l’ordre de la milliseconde. (b) Vue en plongée de la cuve cryostatique permettant de refroidir les neuf tonnes de bobines de l’aimant. Images et détails techniques issus de [110, 111]

Techniques destructives

La méthode la plus directe des techniques destructives est dite « single-turn coil (STC) technique ». Elle consiste à décharger l’énergie contenue dans une réserve de condensateurs dans une boucle unique (« single turn ») [voir Fig. 1.14(a)] de faible inductance qui est détruite dans l’opération [112]. La décharge électrique doit être suffisamment rapide pour générer le champ magnétique recherché avant la destruction de la boucle par le chauffage (effet joule) et la pression magnétique [113]. Ce type d’aimant permet de générer des impulsions magnétiques atteignant 300 T sur une durée de plusieurs μs [114].

Des amplitudes plus élevées peuvent être atteintes par des techniques dites à compression de flux, où un flux magnétique primaire est généré avant de voir sa section brutalement réduite, donnant lieu à une augmentation du champ local. Les champs magnétiques les plus élevés jamais réalisés sur Terre, avec des valeurs de l’ordre de 1000 à 2000 T, ont été obtenus par des méthodes explosives où la compression est réalisée à l’aide d’explosifs chimiques [115, 116]. Cette méthode est peu utilisée en pratique car la dizaine de kilogrammes d’explosifs utilisés détruit toute l’installation dans un périmètre de plusieurs mètres. Les expérimentations doivent être réalisées en plein air, avec une répétabilité médiocre due à un faible contrôle de la symétrie de l’explosion [voir Fig. 1.14(b,c)].

Une autre méthode de compression de flux, dite à compression électromagnétique (EMFC, pour « ElectroMagnetic Flux Compression »), utilise uniquement des forces de compression électromagnétiques. Proposée par Cnare en 1966 [117], l’idée est d’insérer un tube métallique (le « liner ») dans une boucle à un seul tour (le circuit primaire). Le courant de décharge d’une réserve de condensateurs dans le circuit primaire induit un courant dans le circuit secondaire. Celui-ci subit alors une force radiale implosive qui réduit rapidement son rayon. Le champ magnétique initial (généré par une source extérieure ou directement par le courant primaire [118]) est alors fortement comprimé [voir Fig. 1.15]. Des champs magnétiques records approchant les 1200 T ont été rapportés en 2018 [119]. Cette méthode permet de maintenir des champs magnétiques intenses pendant une durée de l’ordre de quelques microsecondes avant que le liner, vaporisé par le chauffage joule et accéléré à des vitesses de quelques $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$, n’atteigne le centre du dispositif [119, 120].

Les temps de montée et d’établissement de tels champs magnétiques – supérieurs à la microseconde – permettent de les considérer comme constants en comparaison des échelles de temps ultra-courtes de génération de rayonnements THz par des interactions laser-matière ultra-brèves

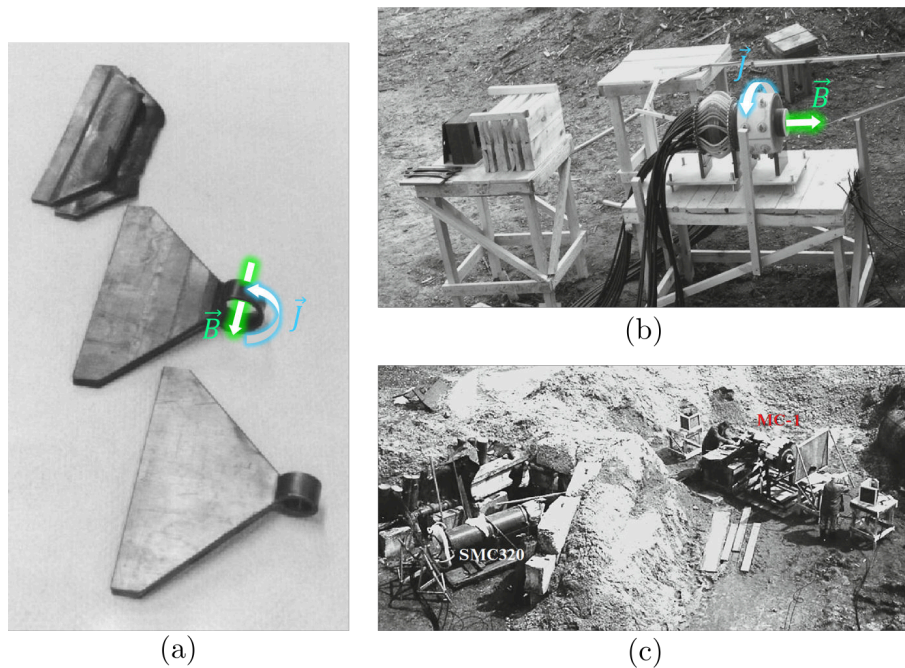


FIGURE 1.14 – (a) STC avant utilisation (en bas), après la génération d’un champ de 37 T (au milieu) qui a conduit à un étirement élastique de la boucle du fait de la pression magnétique. La génération d’un champ de 188 T (en haut) a totalement déchiré et fondu la boucle, et en partie arraché les brides triangulaires d’alimentation. (b) Dispositif de compression de flux prêt à être utilisé pour une expérience. (c) Dispositif semblable avec une version plus large du générateur (à droite) avec à gauche, un générateur de courant SMC320 (pour « Spiral Magnetocumulative Current ») permettant de générer le courant nécessaire à la production d’un champ magnétique excédant les 2000 T. Extrait de (a) [114] et (b,c) [116].

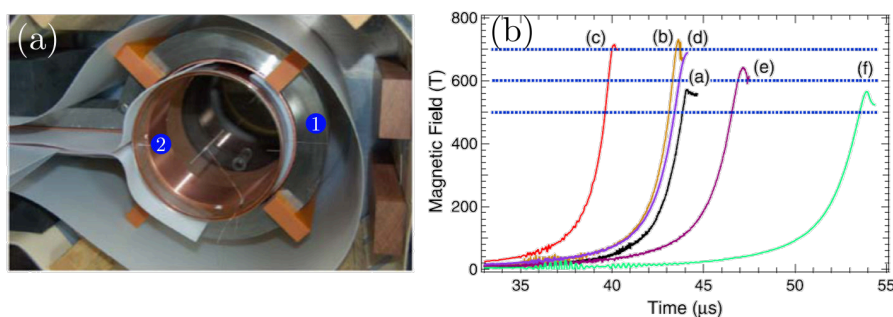


FIGURE 1.15 – (a) Montage permettant la génération de champ magnétique par compression du flux électromagnétique. Le circuit primaire (1) est parcouru par le courant de décharge des condensateurs. Le courant induit dans le liner (2) mène à l’apparition d’une force de compression radiale, qui comprime le champ magnétique initial ($B_s \simeq 3$ T). (b) Évolution temporelle du champ magnétique produit au centre de la boucle décrite en (a), pour différentes valeurs de champ magnétique initial et de longueur/épaisseur (non précisé ici) du liner et du circuit primaire. Extrait de [121].

(< 10 ps).

Cible activée par laser

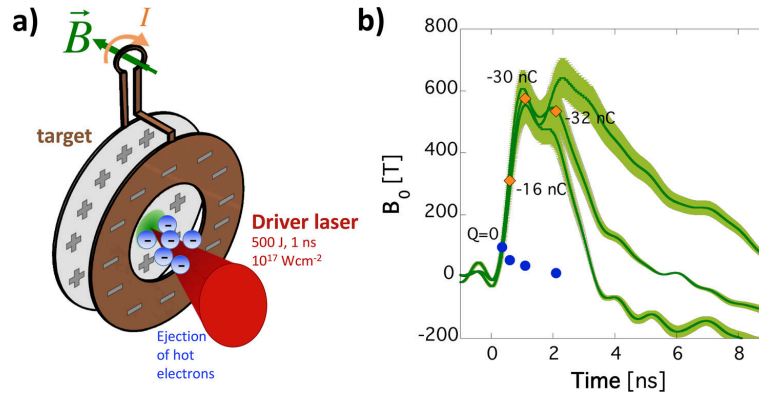


FIGURE 1.16 – (a) Principe de la génération de champ magnétique par une cible activée par laser. Un disque en nickel (en gris) est frappé par une impulsion laser nanoseconde d’une énergie de l’ordre du kilojoule et éjecte des électrons chauds, constituant une source de courant semblable à une diode. Ce courant passe à travers une boucle en forme de U ce qui génère localement un champ magnétique quasi-dipolaire. (b) Évolution temporelle (quelques nanosecondes) du champ magnétique produit au centre de la boucle décrite en (a), mesurée par déflectométrie de protons. Extrait de [122].

Cette dernière technique repose sur la génération d’un fort courant par l’éjection d’électrons chauds d’une cible irradiée par un faisceau laser nanoseconde de forte énergie (\sim kJ) [123] [voir Fig. 1.16]. Ce courant passe à travers une boucle en forme de U qui agit comme une bobine à un tour et génère localement un fort champ magnétique. Des valeurs records de l’ordre de 1.5 kT pendant environ une nanoseconde ont été réalisées grâce à cette technique [124]. Une autre technique rapporté en 2020 par M. Murakami et al. [125] a permis de produire des champs magnétiques au niveau du mégatesla grâce à l’implosion de microtubes métalliques. Cette technique est d’un faible intérêt dans le cadre du présent travail car les champs générés ont une dimension et un temps caractéristiques respectivement inférieure au μm et de l’ordre de 10 fs, trop faibles en comparaison des phénomènes THz dont l’échelle de temps est de l’ordre de la picoseconde.

Dans cette section, nous avons exposé le fonctionnement de principe des sources de champs magnétiques intenses majeures disponibles dans la littérature. L’aspect expérimental de la mise en œuvre d’interactions laser-plasma relativistes fortement magnétisées n’entre pas dans le cadre de ce travail, qui a une visée plus prospective et théorique. Un exemple de réalisation expérimentale d’une source de rayonnements THz par une interaction laser-plasma magnétisée est néanmoins décrite en section 2.4.4.

1.4 Contenu du manuscrit

Cette thèse est consacrée à la génération de rayonnements THz par des interactions laser-gaz, du régime non-relativiste sans champ magnétique extérieur aux régimes relativistes avec forts champs magnétiques externes. L’influence des paramètres laser est étudiée, en particulier le régime d’intensité (non relativiste ou relativiste), la polarisation (linéaire ou circulaire),

l'ajout d'une seconde harmonique, et ponctuellement, la durée de l'impulsion laser et sa tâche focale (dimension transverse). Les caractéristiques d'intérêt des impulsions THz obtenues sont l'amplitude atteinte, l'état de polarisation et le contenu spectral avec une distinction entre les spectres larges (« broadband ») ou étroits et piqués à des fréquences particulières (« narrowband »). Enfin, le rendement énergétique, défini comme le rapport entre l'énergie THz générée et l'énergie laser incidente sera systématiquement suivi et comparé à la littérature courante sur le sujet.

Le chapitre 2 est dédié à la présentation des modèles et équations fondamentales pour l'étude des interactions laser-plasma. Ainsi, les principales équations utilisées sont les équations de Maxwell dans la matière, qui décrivent l'influence des charges et des courants locaux sur les champs électriques et magnétiques, l'équation de Vlasov, équation cinétique décrivant l'évolution de la fonction de distribution des espèces plasma considérées sous l'action des champs électriques et magnétiques, et les moments de cette équation qui décrivent de façon fluide la conservation de la charge (moment d'ordre 0), l'équation de courant (moment d'ordre 1) et la conservation de l'énergie (moment d'ordre 2). Le principe de l'ionisation par effet tunnel, reposant sur la déformation du potentiel atomique sous l'effet d'un champ électrique extérieur (ici, le champ électrique laser) est détaillé. Ces équations forment un système non-linéaire couplé qu'il est possible de résoudre à différents niveaux. Le principe des codes particuliers ou « Particle-In-Cell » (PIC), qui résolvent le système d'équations de Maxwell-Vlasov de façon itérative, est décrit et illustré par quelques exemples en géométrie 1D, 2D, quasi-3D en espace, et 3D dans l'espace des vitesses. Les résultats de ces codes massivement parallèles sont comparés avec des résultats plus simples, par exemple issus de modèles 0D développés dans le cadre de ce travail de thèse. Ces simulations servent d'illustration pour les schémas de génération de rayonnements THz par des sources laser-plasma issus de la littérature. Les deux grandes catégories de phénomènes sont les photocourants, où le champ THz est généré par la composante basse fréquence du courant électronique provenant du produit de la densité électronique et du champ laser rendu asymétrique par l'introduction d'une seconde harmonique (ou couleur), et les rayonnements de sillage magnétisé où l'introduction d'un champ magnétique externe couple la composante électrostatique de l'onde de sillage avec des modes transverses (THz) capables de se propager hors du plasma. Quelques exemples de travaux antérieurs portant sur la modulation du champ émis en régime d'interaction magnétisé sont exposés. Ainsi, pour un champ magnétique imposé parallèlement à l'axe optique laser, W. M. Wang et al. [126] ont montré que le champ magnétique était susceptible d'agir sur le champ THz émis par les photocourants en modifiant son contenu spectral et sa polarisation. Dans le cas d'un champ magnétique dirigé selon une direction transverse à l'axe optique, les travaux fondateurs de J. Yoshii et al. [127] sur le « rayonnement de sillage Cherenkov » (Cerenkov Wake Radiation, ou CWR) ont établi la possibilité de générer des champs THz intenses, en particulier en régime relativiste.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de l'influence de la polarisation sur les photocourants dans des plasmas non magnétisés. Des résultats expérimentaux précédents ont montré que l'utilisation d'un champ laser à deux couleurs polarisées circulairement permettait d'augmenter le rendement énergétique du processus des photocourants d'un facteur de l'ordre de 4 à 6. Nous expliquons ce phénomène en étendant le modèle de courant local à une polarisation laser quelconque, et nous détaillons un certain nombre de caractéristiques telles que la polarisation du champ THz émis au moyen d'un solveur unidimensionnel et de résultats expérimentaux. L'augmentation du rendement des photocourants en polarisation laser circulaire par rapport à une polarisation linéaire se trouve confirmée et justifiée.

Le chapitre 4 est consacré à l'influence d'un champ magnétique extérieur transverse sur la génération de rayonnements THz. Nous montrons que les photocourants sont affectés de façon négligeable par l'introduction d'un tel champ magnétique. En revanche, cette configuration permet de générer des rayonnements THz selon le principe du rayonnement de sillage Cherenkov, dans lequel le sillage de l'impulsion laser acquiert une composante propagative transverse E_{\perp} reliée à la composante électrostatique longitudinale de l'onde de sillage E_x par la relation $E_{\perp} \propto \pm b \partial_x E_x$ ($b = \omega_{ce}/\omega_{pe}$ est le paramètre de magnétisation du plasma). Ce mécanisme est étudié dans un régime nouveau combinant laser intense et fort champ magnétique, avec des fréquences cyclotron de l'ordre ou supérieures à la fréquence plasma. Il est démontré que ce régime permet d'éviter l'absorption du champ THz par le gradient de sortie du plasma, sous réserve de prendre en compte la dynamique relativiste des électrons. En présence d'un fort champ magnétique, l'onde plasma elle-même peut être perturbée et amortie. Il est malgré tout possible de produire par ce biais des champs THz de l'ordre de plusieurs centaines de GV.m^{-1} avec des rendements de conversion en énergie records, de l'ordre de 0.1%.

Enfin, le chapitre 5 est consacré à la configuration magnétisée parallèlement à l'axe optique. A la suite de travaux antérieurs [128], il est démontré que l'introduction d'un champ magnétique n'améliore pas le rendement énergétique des sources photocourants, mais est susceptible de moduler le spectre par des fréquences provenant de la relation de dispersion du plasma magnétisé. Dans ce régime, nous étudions aussi les configurations combinant polarisation laser circulaire et champ magnétique extérieur ; dans ce cas, le choix de l'hélicité de l'onde laser a une influence (faible mais mesurable) sur le rendement énergétique des photocourants. Nous mettons enfin en évidence un phénomène nouveau, analogue à celui décrit dans le chapitre précédent, mais pour des champs magnétiques orientés parallèlement à l'axe de propagation laser. Ce phénomène est rendu possible par les gradients transverses du champ électrostatique de l'onde plasma initiée par la force pondéromotrice transverse de l'onde laser : le champ THz généré, polarisé azimuthalement, est de la forme $E_{\perp} \propto b \partial_{\perp} E_x$, similaire à la relation entre les composantes de l'onde de sillage dans une configuration de champ magnétique transverse. Il nécessite des simulations 2D ou 3D pour être mis en évidence, à des amplitudes laser suffisantes ($a_0 \gtrsim 1$) pour exciter une onde de sillage dans le plasma. Une impulsion THz azimuthale de forte intensité est générée et se propage dans le vide, à laquelle s'ajoute une composante polarisée radialement lorsque le paramètre de magnétisation excède l'unité. Ce mécanisme permet, pour les cas les plus favorables ($a_0 \gg 1$, $\omega_{ce} > \omega_{pe}$) d'atteindre des taux de conversion ($\gtrsim 0.1\%$) et des amplitudes THz (quelques dizaines de GV.m^{-1} en géométrie 3D) comparables à la configuration du chapitre 4.

Le chapitre 6 conclut le travail présenté, puis expose quelques perspectives ouvertes par les résultats obtenus dans cette thèse.

Chapitre 2

Interaction laser-plasma et production de rayonnement térahertz

Sommaire

2.1	Équations fondamentales pour les interactions laser-plasma	24
2.1.1	Équations de Maxwell dans la matière	24
2.1.2	Description cinétique du plasma : l'équation de Vlasov	27
2.1.3	Description fluide du plasma : moments de l'équation de Vlasov	29
2.2	Plasma généré par l'ionisation laser d'un gaz	31
2.2.1	Paramètres laser	31
2.2.2	Ionisation par champ	34
2.2.3	Équations fluides de la dynamique électronique	39
2.3	Émetteurs térahertz : du régime classique vers le régime relativiste	42
2.3.1	Effet Kerr et filamentation laser	42
2.3.2	Génération de rayonnements térahertz par les photocourants en régime non-relativiste	45
2.3.3	Réalisation expérimentale d'une source à photocourants : le projet ALTESSE	52
2.3.4	Effets pondéromoteurs et onde plasma	55
2.3.5	Photocourants en régime relativiste	62
2.3.6	Régime d'interaction ultra-relativiste	64
2.4	Influence d'un champ magnétique extérieur sur les interactions laser-plasma	70
2.4.1	Effet du champ magnétique sur une particule : introduction de la fréquence cyclotron	73
2.4.2	Relation de dispersion d'un plasma soumis à un champ magnétique extérieur	74
2.4.3	Champ térahertz en configuration de champ magnétique axial	76
2.4.4	Source térahertz par Rayonnement de Sillage Cherenkov	80
2.5	Modèles numériques	86
2.5.1	Unités normalisées	86
2.5.2	Modèle numérique 0D	86
2.5.3	Le modèle UPPE	88
2.5.4	Simulation particulière : le code CALDER	90

Ce chapitre est consacré à la présentation des équations fondamentales décrivant la génération d'un plasma par ionisation tunnel, la dynamique d'un tel plasma et ses propriétés optiques. En particulier, les différentes sources de rayonnements térahertz (THz) induites lors de l'interaction d'une impulsion laser avec un gaz sous-dense sont décrites. L'influence des paramètres de l'impulsion laser (tel que son intensité, sa durée et ses dimensions spatiales) et

du gaz (sa densité) ainsi que d'un éventuel champ magnétique imposé au système sont abordés. Les équations de Maxwell dans la matière ainsi que l'équation de Vlasov et ses moments doivent d'abord être introduits pour permettre la description qualitative des phénomènes à l'œuvre.

2.1 Équations fondamentales pour les interactions laser-plasma

Un plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé, dans lequel des particules neutres ou chargées interagissent entre elles et avec les champs électromagnétiques présents. La modélisation exacte d'un tel milieu demande de résoudre les équations du mouvement pour chacune des N particules présentes, qui constituent alors en retour autant de termes sources pour les équations de Maxwell. Dans cette première section, nous allons détailler les équations fondamentales décrivant la dynamique plasma en approchant la description granulaire de la matière par une description continue.

Nous commençons par les équations de Maxwell macroscopiques, qui font appel aux notions de polarisation et d'aimantation de la matière, et qui décrivent la dynamique des champs électrique et magnétique dans un milieu donné.

2.1.1 Équations de Maxwell dans la matière

Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\partial_t \vec{B} + \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}, \quad (2.3)$$

$$-\frac{1}{c^2} \partial_t \vec{E} + \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}. \quad (2.4)$$

où \vec{E} et \vec{B} désignent respectivement les champs électrique et magnétique microscopiques, ρ et \vec{J} la densité de charge et de courant, et ϵ_0 et μ_0 désignent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.

Équations de Maxwell macroscopiques

Nous définissons un opérateur de moyenne macroscopique comme

$$\langle F(t, \vec{r}) \rangle_{\vec{r}} = \int f(\vec{u}) F(t, \vec{r} - \vec{u}) d\vec{u}, \quad (2.5)$$

avec f une fonction isotrope ($f(\vec{r}) = f(|\vec{r}|)$), normalisée ($\int f(\vec{u}) d\vec{u} = 1$) et vérifiant $f(\vec{r}) \sim 0$ pour $|\vec{r}| > R$, où R est une distance macroscopique (grande devant la distance moyenne entre deux particules). Le choix de la fonction f n'est pas critique, du moment qu'elle vérifie les propriétés précédentes. En appliquant cet opérateur aux équations (2.1,2.2,2.3,2.4), nous obtenons la forme générale des équations de Maxwell dans la matière [129] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_f, \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.7)$$

$$\partial_t \vec{B} + \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}, \quad (2.8)$$

$$-\partial_t \vec{D} + \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f. \quad (2.9)$$

Ici, $\vec{H}(t, \vec{r})$ est le champ magnétique et $\vec{D}(t, \vec{r})$ est le champ magnétique induit ; ρ_f et \vec{J}_f la densité et le courant des charges libres (électrons et noyaux entièrement ionisés). Le symbole $\langle \cdot \rangle$ a été omis.

Ces grandeurs vérifient les relations suivantes :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.10)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}, \quad (2.11)$$

où \vec{P} est la polarisation électrique et \vec{M} l'aimantation du matériau, définies par :

$$\rho_b = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}, \quad (2.12)$$

$$\vec{J}_b = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{M} + \partial_t \vec{P}, \quad (2.13)$$

où ρ_b et \vec{J}_b désignent la densité et le courant de charges liées (molécules et atomes neutres ou partiellement ionisés), telles que la densité et le courant de charges sont donnés par $\rho = \rho_f + \rho_b$ et $\vec{J} = \vec{J}_f + \vec{J}_b$.

Le système à résoudre est constitué, dans l'état actuel, de huit équations pour les dix inconnues \vec{E} , \vec{D} , \vec{P} , \vec{H} , \vec{B} , \vec{M} , ρ_f , \vec{J}_f , ρ_b , \vec{J}_b . Il est ainsi nécessaire d'inclure deux équations supplémentaires caractérisant la réponse du milieu, c'est-à-dire la relation entre les champs électrique et magnétique, et la polarisation et l'aimantation du milieu. Dans le cas général, ces équations $\vec{P} = \vec{P}\{\vec{E}, \vec{B}\}$, $\vec{M} = \vec{M}\{\vec{E}, \vec{B}\}$ peuvent être mathématiquement complexes (non-locales, non-linéaires, inhomogènes, anisotropes, dispersives, ...). Pour cette raison, il est nécessaire de faire des hypothèses réductrices sur le milieu considéré. Nous supposons dans la suite des plasmas non-magnétisés¹, soit $\vec{M} = \vec{0}$ et donc $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$.

Équation de Helmholtz et équation d'onde non-linéaire

Les équations (2.9), (2.10), (2.11) et (2.13) et la relation $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ mènent à l'équation de Helmholtz :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E} \right) + \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \vec{E} = -\mu_0 \left(\partial_t \vec{J} + \partial_t^2 \vec{P} \right) \quad (2.14)$$

où l'indice f du courant a été omis, l'action des charges liées étant entièrement décrite par la polarisation \vec{P} en l'absence de champ magnétique induit. En faisant usage de l'identité vectorielle $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot) - \Delta$, où $\Delta = \vec{\nabla}^2$ est l'opérateur Laplacien, cette équation devient :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \vec{E} = \mu_0 \left(\partial_t \vec{J} + \partial_t^2 \vec{P} \right). \quad (2.15)$$

La transformation de Fourier temporelle (voir [Formulaire](#)) appliquée à cette équation s'écrit :

1. Signifiant ici « sans magnétisation induite », c'est-à-dire en négligeant le champ magnétique généré par les charges liées, à ne pas confondre avec l'application d'un champ magnétique extérieur que nous désignons aussi par le terme de magnétisation.

$$\vec{\nabla}^2 \hat{\vec{E}} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \hat{\vec{E}}) + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\vec{E}} = -i\omega\mu_0 \hat{\vec{J}} - \omega^2 \hat{\vec{P}}. \quad (2.16)$$

Nous pouvons alors décomposer la réponse des électrons liés du plasma sous la forme $\hat{\vec{P}} = \hat{\vec{P}}_L + \hat{\vec{P}}_{NL}$, où $\hat{\vec{P}}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \hat{\vec{E}}(\omega)$ est la polarisation linéaire et $\hat{P}_{NL,i} = \epsilon_0 \sum_{n \geq 2} \chi^{(n)} \hat{E}_i^n$ est la polarisation non-linéaire, et $\chi^{(n)}$ désigne la susceptibilité à l'ordre n ² [61, 130].

En combinant les équations (2.6) et (2.10), il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0(1 + \chi^{(1)})} (\rho - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}_{NL}). \quad (2.17)$$

Nous définissons alors l'indice optique induit par les électrons liés du milieu comme $n_1^2(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega)$, et le vecteur d'onde $k(\omega) = n_1\omega/c$. En outre, l'équation de continuité de la densité de charges [Eq. (2.54)] implique que $\hat{\rho} = -i\vec{\nabla} \cdot \hat{\vec{J}}/\omega$. Finalement :

$$\vec{\nabla}^2 \hat{\vec{E}} + k^2(\omega) \hat{\vec{E}} = -\mu_0 \omega^2 [\hat{\vec{F}}_{NL} + \frac{1}{k^2(\omega)} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \hat{\vec{F}}_{NL})] \quad (2.18)$$

où

$$\hat{\vec{F}}_{NL} = \frac{i}{\omega} \hat{\vec{J}} + \hat{\vec{P}}_{NL} \quad (2.19)$$

est la réponse non-linéaire du plasma, contenant la réponse des électrons libres ($\hat{\vec{J}}$) et des électrons liés ($\hat{\vec{P}}_{NL}$). Cette équation est à la base du modèle Uppe qui est décrit en section 2.5.3.

Énergie électromagnétique et théorème de Poynting

Le théorème de Poynting dérive des équations (2.8) et (2.9), respectivement multipliées par \vec{H} et \vec{E} . Il s'écrit :

$$\partial_t u = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} - \vec{J} \cdot \vec{E} \quad (2.20)$$

où

$$u = \frac{1}{2} (\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{B} \cdot \vec{H}) \quad (2.21)$$

est la densité d'énergie électromagnétique et

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.22)$$

est le vecteur de Poynting. Dans le vide, ces quantités deviennent :

$$u = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2), \quad (2.23)$$

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}. \quad (2.24)$$

Physiquement, ces équations lient la variation de l'énergie électromagnétique dans un volume infinitésimal au flux d'énergie sortant (représenté par le vecteur de Poynting) et à un terme de dissipation par effet Joule.

2. La formulation scalaire donnée ici est un cas particulier. Dans le cas général (matériau anisotropique), les $\chi^{(n)}$ sont des tenseurs de rang $n + 1$ et la polarisation non-linéaire s'écrit $\hat{P}_{NL} = \epsilon_0 (\chi^{(2)} \hat{\vec{E}} \hat{\vec{E}} + \chi^{(3)} \hat{\vec{E}} \hat{\vec{E}} \hat{\vec{E}} + \dots)$ [61, 130].

Potentiel scalaire, potentiel vecteur

Les composantes du champ électromagnétique (\vec{E} et \vec{B}) peuvent être remplacées de façon équivalente par le potentiel scalaire ϕ et le potentiel vecteur \vec{A} qui vérifient :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \partial_t\vec{A}, \quad (2.25)$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (2.26)$$

Ces potentiels sont invariants sous la transformation de jauge $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla}f$, $\phi \rightarrow \phi - \partial_t f$, où f est une fonction arbitraire. Il est donc nécessaire d'ajouter une condition de jauge pour définir les potentiels de façon unique. Le choix de la jauge dépend du problème physique à traiter, les deux principales étant en pratique :

— La jauge de Lorentz, qui s'écrit

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \partial_t \phi = 0, \quad (2.27)$$

— et la jauge de Coulomb, qui s'écrit

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0. \quad (2.28)$$

Les calculs faisant appel aux potentiels vecteur et scalaire sont réalisés en jauge de Coulomb dans le cadre de ce travail.

2.1.2 Description cinétique du plasma : l'équation de Vlasov

Fonction de distribution

Comme dit précédemment, les espèces d'un plasma (électrons, ions, neutres) sont décrites par des fonctions de distribution $f_s(t, \vec{r}, \vec{p})$ telle que $f_s(t, \vec{r}, \vec{p}) d\vec{r} d\vec{p}$ représente le nombre de représentants de l'espèce s dans le volume infinitésimal $d\vec{r} d\vec{p}$ de l'espace des phases (hexadimensionnel), \vec{r} étant la position et \vec{p} l'impulsion. Chaque espèce est définie par sa masse m_s et sa charge q_s . La fonction de distribution exacte pour l'espèce s s'écrit ainsi :

$$\mathcal{D}_s(t, \vec{r}, \vec{p}) = \sum_i \delta[\vec{r} - \vec{r}_i(t)] \delta[\vec{p} - \vec{p}_i(t)] \quad (2.29)$$

où $\delta(\vec{r})$ est la distribution de Dirac, définie par

$$\iiint_{\mathbb{R}^3} \phi(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) d\vec{r} = \phi(\vec{r}_0). \quad (2.30)$$

Equation de Klimontovich

Nous négligeons (pour l'instant) les phénomènes liés à l'ionisation ou à la recombinaison, ce qui implique la conservation de la fonction de distribution au cours du temps :

$$\frac{d\mathcal{D}_s}{dt} = 0 \quad (2.31)$$

où la dérivée droite vérifie

$$\frac{d}{dt} = \partial_t + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}}. \quad (2.32)$$

avec

$$\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \equiv \vec{\nabla}, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{p}} = \sum_{i=x,y,z} \vec{e}_i \partial_{p_i} \equiv \vec{\nabla}_{\vec{p}}. \quad (2.34)$$

La particule i de l'espèce s subit la force du champ électromagnétique microscopique décrite précédemment. L'équation de son mouvement est :

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = q_s [\vec{E}(\vec{r}_i, t) + \vec{v}_i(t) \times \vec{B}(\vec{r}_i, t)] \quad (2.35)$$

où la vitesse de la particule est

$$\vec{v}_i = \frac{\vec{p}_i}{\gamma_i m_s}, \quad (2.36)$$

avec

$$\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}}} \quad (2.37)$$

définissant le facteur de Lorentz de la particule, qui vérifie $\gamma_i = \sqrt{1 + \vec{p}_i^2 / m_e^2 c^2}$. Ainsi la fonction de distribution vérifie l'équation de Klimontovich :

$$\partial_t \mathcal{D}_s + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \cdot \vec{\nabla} \mathcal{D}_s + q_s (\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} \mathcal{D}_s = 0. \quad (2.38)$$

Les champs microscopiques ici introduits obéissent aux équations de Maxwell microscopiques décrites en section 2.1.1, où les densités de charge et les courants locaux sont définis localement par une intégration sur le sous-espace des impulsions :

$$\rho(t, \vec{r}) = \sum_s q_s \int \mathcal{D}_s(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}, \quad (2.39)$$

$$\vec{J}(t, \vec{r}) = \sum_s \frac{q_s}{m_s} \int \frac{\vec{p}}{\gamma} \mathcal{D}_s(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}. \quad (2.40)$$

Equations de Boltzmann et de Vlasov

Nous pouvons alors appliquer une opération de moyenne dans l'espace des phases selon le même principe³ qu'en section 2.1.1. Ainsi :

$$f_s = \langle \langle \mathcal{D}_s \rangle \rangle_{\vec{r}, \vec{p}} \quad (2.41)$$

s'interprète comme une densité de probabilité de présence dans l'espace des phases (dans la suite, l'indice « \vec{r}, \vec{p} » sera sous-entendu). Pour toute grandeur microscopique ϕ , la différence

$$\delta\phi = \phi - \langle \langle \phi \rangle \rangle \quad (2.42)$$

3. Le double chevron indique une opération de moyenne dans l'espace des positions (identique à l'opération de moyenne sur les champs de la section 2.1.1) ainsi qu'une opération formellement identique dans l'espace des impulsions.

représente les fluctuations de ϕ autour de la valeur moyenne $\langle\langle\phi\rangle\rangle$, avec par définition $\langle\langle\delta\phi\rangle\rangle = 0$. Les champs $\langle\langle\vec{E}\rangle\rangle$ et $\langle\langle\vec{B}\rangle\rangle$ s'identifient aux champs électrique et magnétique des équations de Maxwell dans la matière, tandis que les fluctuations $\delta\vec{E}$ et $\delta\vec{B}$ représentent les champs générés par la distribution granulaire de la matière à l'échelle des particules [131]. L'application de cette opération à l'équation (2.40) conduit à :

$$\partial_t f_s + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \cdot \vec{\nabla} f_s + q_s \left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_s = -q_s \left\langle\left\langle \left(\delta\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \delta\vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} \delta \mathcal{D}_s \right\rangle\right\rangle \quad (2.43)$$

où le symbole $\langle\langle\rangle\rangle$ a été omis pour les champs \vec{E} et \vec{B} . Le membre de droite représente la contribution macroscopique des interactions entre particules individuelles à l'échelle microscopique, dont la modélisation représente un champ d'études à part entière. L'hypothèse la plus simple consiste à négliger toute forme d'interaction binaire entre particules (plasma faiblement couplé, ou non-collisionnel), ce qui conduit à l'équation de Vlasov [132] :

$$\partial_t f_s + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \cdot \vec{\nabla} f_s + q_s \left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_s = 0. \quad (2.44)$$

Dans un cas plus général, l'équation de Boltzmann

$$\partial_t f_s + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \cdot \vec{\nabla} f_s + q_s \left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \vec{B} \right) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_s = (\partial_t f_s)_{\text{coll}} \quad (2.45)$$

comprend, dans son membre de droite, un terme rendant compte des collisions particulières. Dans la suite, ce terme pourra être modélisé par l'opérateur BGK (pour Bhatnagar-Gross-Krook) [133] :

$$(\partial_t f_s)_{\text{coll}} = -\nu_s (f_s - \tilde{f}_s) \quad (2.46)$$

où ν_s est la fréquence des collisions et \tilde{f}_s une distribution d'équilibre définie par la statistique de Maxwell. Physiquement, cet opérateur induit une relaxation de la distribution initiale hors équilibre f_s vers \tilde{f}_s . L'équation de Boltzmann avec collisions BGK est appelée « Equation de Vlasov avec collisions » ou simplement confondue avec l'équation de Vlasov dans la suite.

Il est aussi possible d'introduire un terme source décrivant la création de nouvelles particules d'une espèce donnée. Dans le cas d'une ionisation par champ telle que décrite en section 2.2.2 il s'écrit :

$$(\partial_t f_s)_{\text{ioni}} = \mathcal{S}_s \delta(\vec{p}) \quad (2.47)$$

où \mathcal{S}_s traduit l'apparition de nouvelles particules, c'est-à-dire l'ionisation du milieu. La fonction de Dirac implique que la particule créée a une impulsion initiale nulle.

2.1.3 Description fluide du plasma : moments de l'équation de Vlasov

Une description fluide d'un plasma consiste en un jeu d'équations définies dans l'espace et non plus dans l'espace des phases, en intégrant les quantités présentées précédemment sur l'espace des impulsions. Étant donnée une fonction ϕ quelconque définie sur l'espace des phases, nous définissons son moment d'ordre m par

$$[\phi]^{(m)} = \int \vec{p}^m \phi d\vec{p}, \quad m \geq 0. \quad (2.48)$$

Cette opération nécessite la vérification d'une condition de convergence sur la fonction intégrée :

$$\lim_{|\vec{p}| \rightarrow +\infty} |\vec{p}|^\alpha \phi = 0, \forall \alpha \in \mathbb{R}^+. \quad (2.49)$$

Nous allons appliquer cet opérateur pour $m = 0, 1, 2$ à l'équation de Vlasov incluant les termes d'ionisation et de collision :

$$\partial_t f_s + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \cdot \vec{\nabla} f_s + q_s (\vec{E} + \frac{\vec{p}}{\gamma m_s} \times \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f_s = -\nu_s (f_s - \tilde{f}_s) + \mathcal{S}_s \delta(\vec{p}). \quad (2.50)$$

Toutes les quantités intégrées dépendent ici de la fonction de distribution f_s de l'espèce considérée. Nous définissons alors la densité locale de l'espèce s par :

$$n_s(t, \vec{r}) = \int f_s(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}, \quad (2.51)$$

et la moyenne fluide d'une quantité cinétique ϕ est définie comme :

$$\langle \phi \rangle_s = \frac{1}{n_s} \int \phi f_s d\vec{p}, \quad (2.52)$$

qui vérifie la relation

$$\langle n_s \phi \rangle_s = n_s \langle \phi \rangle_s \quad (2.53)$$

(la notation $\phi_s \equiv \langle \phi \rangle_s$ est employée dans la suite pour alléger les notations).

— Le moment d'ordre 0 permet d'obtenir l'équation de continuité :

$$\partial_t n_s + \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s) = \mathcal{S}_s. \quad (2.54)$$

— Le moment d'ordre 1 mène à l'équation de courant (la définition du produit tensoriel \otimes est rappelée dans le [Formulaire](#)) :

$$\partial_t (n_s \vec{p}_s) + \vec{\nabla} \cdot \left\langle \frac{n_s}{\gamma m_s} \vec{p} \otimes \vec{p} \right\rangle_s = q_s n_s (\vec{E} + \frac{\vec{p}_s}{\gamma m_s} \times \vec{B}) - \nu_s n_s \vec{p}_s. \quad (2.55)$$

Le second terme du membre de gauche décrit la contribution à la dynamique fluide des fluctuations cinétiques du plasma. En notant $\delta \vec{a}_s = \vec{a} - \langle \vec{a} \rangle_s$ (qui vérifie $\langle \delta \vec{a}_s \rangle_s = 0$), ce terme s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \langle n_s \vec{v} \otimes \vec{p} \rangle_s = \vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s \otimes \vec{p}_s) + \vec{\nabla} \cdot \bar{\Psi}_s \quad (2.56)$$

où

$$\bar{\Psi}_s = n_s \langle \delta \vec{v}_s \otimes \delta \vec{p}_s \rangle_s \quad (2.57)$$

est le tenseur de pression cinétique, et $\vec{\nabla} \cdot (n_s \vec{v}_s \otimes \vec{p}_s)$ est une force de pression non-linéaire variant en \vec{p}_s^2 .

— Enfin, le moment d'ordre 2 se calcule comme $[\phi]_s^{(2)} = \int \mathcal{E} \phi d\vec{p}$, où $\mathcal{E} = m_s c^2 (\gamma - 1)$ est l'énergie cinétique relativiste d'une particule de l'espèce s :

$$\partial_t \mathcal{E}_s = -\vec{\nabla} \cdot \langle \mathcal{E} \vec{v} \rangle_s + \vec{J}_s \cdot \vec{E} \quad (2.58)$$

où

$$\vec{J}_s = q_s n_s \vec{v}_s \quad (2.59)$$

est le courant fluide et $\vec{Q}_s = \langle \mathcal{E} \vec{v} \rangle_s$ s'interprète comme un flux de chaleur.

A ce stade il apparaît que l'équation correspondant au moment m contient systématiquement un terme décrit par l'équation sur le moment d'ordre $m + 1$ (successivement \vec{v}_s , $\vec{\Psi}_s$, \vec{Q}_s , etc.). Une description sans perte d'information ferait nécessairement appel à une infinité d'équations correspondant à tous les moments de l'équation de Vlasov. Il est alors nécessaire de tronquer cette série d'équations à un ordre fini m en faisant une hypothèse de fermeture sur le terme d'ordre $m + 1$. Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons aux deux premiers moments en négligeant le tenseur de pression cinétique. Cette hypothèse se justifie dans le cas où le tenseur de pression est isotrope ($\vec{\Psi} = \Psi \vec{\mathbb{I}}$ où $\vec{\mathbb{I}}$ est la matrice identité) et où l'équation d'état du plasma relie la pression et la température selon la relation générale $\Psi \propto T^\alpha$, où T est la température locale [134]. Par exemple, un gaz polytropique d'indice κ vérifie $\Psi V^\kappa = \text{const}$, ce qui, combiné avec la loi des gaz parfaits ($\Psi V \propto T$), permet d'écrire : $\Psi T^{\kappa/(1-\kappa)} = \text{const}$, soit $\Psi \propto T^{\kappa/(\kappa-1)}$. Dès lors, $\nabla \Psi = \frac{\kappa}{\kappa-1} \Psi \frac{\nabla T}{T} \approx 0$ si le plasma est considéré froid.

2.2 Plasma généré par l'ionisation laser d'un gaz

2.2.1 Paramètres laser

Cette section est consacrée à la définition des notations qui sont employées dans le cadre de ce travail pour décrire les paramètres de l'impulsion laser.

Une onde laser est une impulsion électromagnétique cohérente et directive qui peut être générée selon des processus divers (voir la section 1.2.1 du chapitre 1). Dans le vide, le champ électrique laser s'écrit⁴ :

$$\vec{E}_L = \frac{1}{2} E_0(t, \vec{r}) \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)] \vec{e}_L + c.c. \quad (2.60)$$

et se propage selon l'axe x avec le vecteur d'onde k_0 et la pulsation ω_0 vérifiant $\omega_0 = k_0 c$. La longueur d'onde associée est $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$. Le facteur $E_0(t, \vec{r})$ représente l'enveloppe de l'impulsion et le vecteur \vec{e}_L indique la direction locale du champ électrique, c'est-à-dire la polarisation laser.

État de polarisation

Le vecteur \vec{e}_L est contenu dans le plan transverse à la direction de propagation de l'impulsion. En coordonnées cartésiennes, il s'écrit de façon générale :

$$\vec{e}_L = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho^2}} (\vec{e}_y + \rho e^{i\theta} \vec{e}_z). \quad (2.61)$$

$\theta = 0$ correspond à un état de polarisation linéaire où la direction du champ électrique reste identique au cours du temps, formant un angle $\arctan(\rho)$ avec le vecteur \vec{e}_y ⁵ [Fig. 2.1(a)]. La configuration $\rho = 1$, $|\theta| = \pi/2$ représente un état de polarisation circulaire dans lequel la direction d'oscillation du champ électrique « tourne » autour de l'axe de propagation. En particulier, $\theta = -\pi/2$ est un état nommé « polarisation circulaire droite » et $\theta = \pi/2$ « polarisation circulaire gauche » [Fig. 2.1(b)].

4. La notation *c.c.* signifie « complexe conjugué ».

5. Dans le cas particulier $\rho = 0$ (resp. $\rho = \pm\infty$), la valeur de θ est sans importance et le champ électrique oscille selon l'axe y (resp. z).

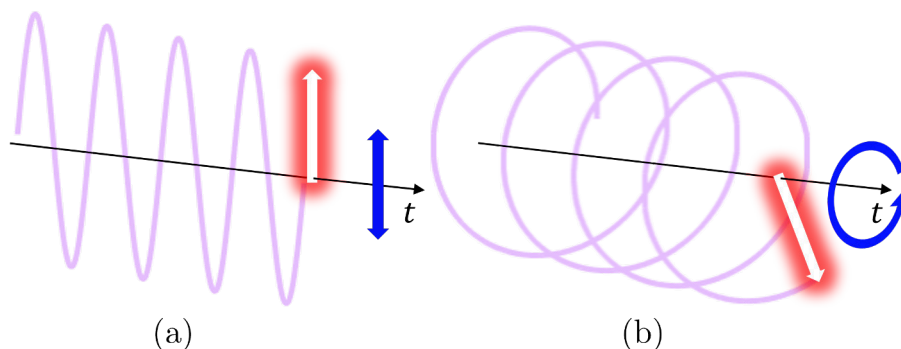


FIGURE 2.1 – Impulsion laser (en rouge) en polarisation (a) linéaire et (b) circulaire gauche.

Enveloppe laser

L'enveloppe $E_0(t, \vec{r})$ représente l'extension spatiale et temporelle de l'impulsion. Dans le cas d'une onde plane, celle-ci vaut tout simplement $E_0(t, \vec{r}) = 1$, ce qui signifie que l'onde a une extension spatio-temporelle infinie. Bien qu'un tel champ vérifie les équations de Maxwell, l'énergie électromagnétique associée est infinie et n'est donc pas une solution satisfaisante d'un point de vue physique.

Dans la plupart des cas étudiés dans le cadre de ce travail, l'enveloppe est une fonction réelle gaussienne de la forme :

$$E_0(t, \vec{r}) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \frac{\xi^2(x, t)}{c^2 \tau_0^2} \right] \frac{W_0}{W(x)} \exp \left[-\frac{r^2}{W^2(x)} - ik_0 \frac{r^2}{2R(x)} \right] \exp[i\psi(x)] \quad (2.62)$$

où $E_0 = \text{const}$ est l'amplitude du champ⁶, x est la coordonnée longitudinale et $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ est la distance radiale, telle que le champ est maximal en $r = 0$. Le plan focal est placé en $x = 0$, et la taille transverse de l'onde laser est définie par :

$$W(x) = W_0 \sqrt{1 + \frac{x^2}{Z_r^2}} \quad (2.63)$$

où $W_0 = W(0)$ est le « waist » de l'onde laser⁷ et $Z_r = \pi W_0^2 / \lambda_0$ est la longueur de Rayleigh. Cette relation découle de la résolution l'équation de Helmholtz paraxiale [61] :

$$(\partial_{\perp}^2 + 2ik\partial_x) E_0 = 0 \quad (2.64)$$

qui suppose que l'angle formé par le vecteur d'onde avec l'axe de propagation est faible (approximation paraxiale).

L'origine des temps $t = 0$ coïncide avec le passage de l'onde laser dans le plan focal, si bien que son maximum (qui se déplace à c) est en $x = ct$. La fonction $\xi(x, t) = x - ct$ donne la position longitudinale dans le système de coordonnées qui suit l'impulsion laser⁸; τ_0 est sa durée FWHM⁹. Enfin,

6. L'amplitude $E_0 = \text{const}$ est parfois noté E_{00} pour lever l'ambiguïté des notations avec la fonction $E_0(t, \vec{r})$ décrivant l'enveloppe.

7. Le « waist » (ou col, étranglement) correspond à la largeur à $1/e$ du champ électrique maximal, dans le plan focal. La tâche focale $w_0 = \sqrt{2 \ln 2} W_0$ correspond à la largeur à mi-hauteur de l'intensité.

8. Dans le cas de la propagation dans un milieu matériel (tel un plasma), la vitesse de groupe laser v_g est susceptible d'être différente de c (voir Section 2.3.4). Dans ce cas, $\xi = x - v_g t$.

9. « Full Width at Half Minimum », c'est-à-dire largeur totale à mi-hauteur.

$$R(x) = x \left(1 + \frac{Z_r^2}{x^2} \right) \quad (2.65)$$

est le rayon de courbure du faisceau et

$$\psi(x) = \arctan\left(\frac{x}{Z_r}\right) \quad (2.66)$$

est la phase de Gouy, qui impose un saut de phase de $\pi/2$ à l'impulsion au moment où celle-ci franchit le plan focal.

Les modèles analytiques présentés dans la suite font en général l'économie des phénomènes liés à la diffraction laser, dans le vide ou du fait de la propagation dans un milieu matériel (comme un plasma). Dès lors, l'enveloppe laser se simplifie sous la forme :

$$E_0(t, \vec{r}) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \frac{\xi^2(x, t)}{c^2 \tau_0^2} \right] \exp \left[-2 \ln 2 \frac{r^2}{w_0^2} \right]. \quad (2.67)$$

Intensité laser et amplitude normalisée

L'intensité laser se calcule à partir de la densité volumique d'énergie électromagnétique dans le vide (2.23). En négligeant les effets d'enveloppe, l'équation (2.8) implique que l'amplitude du champ magnétique vaut $|\vec{B}_L| = |\vec{E}_L|/c$, et donc :

$$u(t, \vec{r}) = \frac{\epsilon_0}{2} |\vec{E}_L|^2 + \frac{1}{2\mu_0 c^2} |\vec{E}_L|^2 = \epsilon_0 |\vec{E}_L|^2. \quad (2.68)$$

La moyenne sur une oscillation laser¹⁰ mène alors à :

$$\langle u \rangle = \frac{\epsilon_0}{2} E_0^2 \quad (2.69)$$

et l'intensité s'obtient en multipliant cette quantité par la vitesse de propagation de l'énergie du paquet d'onde laser, c'est-à-dire la célérité de la lumière :

$$I_0 = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2, \quad (2.70)$$

soit $I_0[10^{18} \text{W.cm}^{-2}] = 1.33 \times 10^{-7} E_0^2[\text{GV.m}^{-1}]$.

Enfin, l'amplitude du champ laser peut être normalisée sous la forme

$$a_0 = \frac{eE_0}{m_e c \omega_0}, \quad (2.71)$$

soit $a_0 = 3.1 \times 10^{-4} E_0[\text{GV.m}^{-1}] \lambda_0[\mu\text{m}]$, ou de façon équivalente :

$$a_0 = 0.85 \sqrt{I_0[10^{18} \text{W.cm}^{-2}] \lambda_0[\mu\text{m}]}. \quad (2.72)$$

Cette quantité sans dimension est proche de l'unité pour des lasers optiques ($\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m}$) à des intensités de l'ordre de 10^{18}W.cm^{-2} , soit des champs de l'ordre de quelques 10^3GV.m^{-1} . Comme nous le verrons en section 2.3.4, cette valeur marque la frontière entre les régimes laser peu intenses ou non-relativistes ($a_0 \ll 1$) et les régimes laser relativistes ($a_0 \gtrsim 1$), c'est-à-dire pour lesquels les électrons subissent une dynamique relativiste avec des vitesses approchant des fractions non-négligeables de la vitesse de la lumière.

10. $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2(x) dx = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2(x) dx = 1/2$

Nous allons à présent détailler le mécanisme d'ionisation par champ, qui permet à un champ laser suffisamment intense d'ioniser un gaz initialement neutre. Comme nous allons le voir, ce phénomène peut se produire à un seuil d'amplitude laser de l'ordre de quelques dizaines de gigavolts par mètre, soit bien en deçà de la limite relativiste.

2.2.2 Ionisation par champ

Dans un gaz neutre, les électrons sont liés aux noyaux atomiques selon un spectre discret d'énergies de liaison, correspondant aux différentes orbitales de l'espèce en question. Le potentiel du noyau atomique peut être modélisé par un potentiel coulombien de la forme

$$\phi(x) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|x|} \quad (2.73)$$

impliquant, dans une vision classique de l'électron, que celui-ci est libre si son énergie totale est supérieure au maximum spatial de l'énergie potentielle, soit $\mathcal{E} \geq \max[\phi] = 0$.

Cette situation est perturbée par l'application d'un fort champ électrique, qui conduit à la déformation du potentiel coulombien du noyau :

$$\phi'(x) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|x|} - eE_0x. \quad (2.74)$$

Deux phénomènes limites sont alors possibles [voir Fig. 2.2] :

- Dans le premier cas de figure, l'électron absorbe un certain nombre de photons et le gain d'énergie induit est susceptible de le libérer du potentiel du noyau (ionisation multiphotonique) ;
- Dans le second cas de figure, la déformation du potentiel est telle que l'électron franchit la barrière de potentiel par effet tunnel (ionisation tunnel).

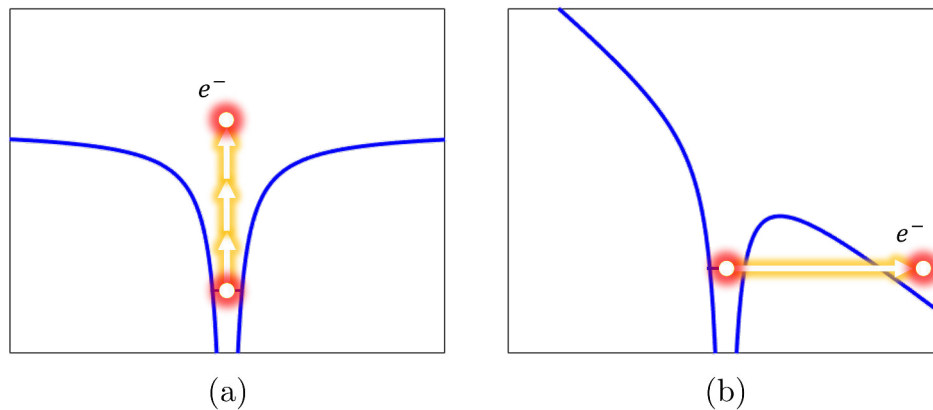


FIGURE 2.2 – Les deux régimes limites d'ionisation par laser sont (a) l'ionisation multiphotonique où l'électron initialement lié absorbe plusieurs photons et (b) l'ionisation tunnel où l'électron se libère par effet tunnel à travers le potentiel coulombien déformé par le champ laser.

A chaque processus est associée une fréquence caractéristique, respectivement la fréquence fondamentale laser ω_0 et la fréquence tunnel, définie comme l'inverse du temps caractéristique de l'effet tunnel $\omega_t = E_0/\sqrt{2U_i}$, U_i étant l'énergie de l'électron lié. Le rapport de ces deux fréquences est le paramètre de Keldysh :

$$\gamma_K = \frac{\omega_0 \sqrt{2U_i}}{E_0} \quad (2.75)$$

dont les limites $\gamma_K \rightarrow 0$ et $\gamma_K \rightarrow +\infty$ correspondent respectivement à l'ionisation tunnel et à l'ionisation multiphotonique. Par exemple, un atome d'hydrogène dans l'état fondamental ($U_i = 13.6 \text{ eV}$) couplé à un champ laser de longueur d'onde $1 \mu\text{m}$ ($\omega_0 = 1.9 \times 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$) et d'intensité $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ($E_0 = 27 \text{ GV.m}^{-1}$) a un paramètre de Keldysh $\gamma_K = 1.46 \times 10^{-4}$, l'ionisation tunnel étant ainsi dominante.

Le modèle initial proposé par L. V. Keldysh en 1965 [80], décrivant l'ionisation d'un atome hydrogénoïde dans son état fondamental, a été étendu par A. M. Perelomov, V. S. Popov et M. V. Terentev en 1966 [135] pour l'atome hydrogénoïde dans un état quelconque (modèle PPT).

La probabilité de transition d'un état lié $|\psi_i\rangle$ à un état libre $|\vec{p}\rangle$ par l'action de l'opérateur $-\hat{D} \cdot \vec{E}$ (avec $\hat{D} = -e\hat{r}$ l'opérateur moment dipolaire) entre 0 et t s'écrit [136] :

$$P_{|\psi_i\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle}(t) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle \vec{p}(t') | \hat{D} \cdot \vec{E}(t') | \psi_i(t') \rangle dt' \right|^2 \quad (2.76)$$

et le taux d'ionisation correspond alors à une somme sur tous les états finaux possibles $|\vec{p}\rangle$ sous la forme :

$$\mathcal{W} = \lim_{t \rightarrow +\infty} \int \frac{d}{dt} P_{|\psi_i\rangle \rightarrow |\vec{p}\rangle} \frac{d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (2.77)$$

Expression générale du taux d'ionisation

La physique de l'ionisation par champ électrique rend naturelle l'utilisation des unités atomiques (vérifiant $\hbar = e = m_e = 1/4\pi\epsilon_0 = 1$), dans lesquelles les énergies, les champs électriques et les fréquences sont respectivement normalisés par U_{au} , E_{au} et ν_{au} (voir [Formulaire](#)).

Nous considérons une impulsion laser sinusoïdale de la forme :

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.78)$$

et cherchons à décrire la photo-ionisation d'un atome ou ion hydrogénoïde par ce champ laser. Selon la théorie PPT [135], le taux d'ionisation est

$$\mathcal{W}_{\text{PPT}}(E_0, \omega_0) = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} C_{n^*, l^*, l, m} A_m(\gamma_K) H_{n^*, m}(E_0, \omega_0) \quad (2.79)$$

qui représente le taux de transition d'une espèce hydrogénoïde pour laquelle l'électron d'intérêt est dans l'état quantique (n^*, l^*, l, m) et possède l'énergie d'ionisation U_i . Ici, $n^* = Z/\sqrt{2U_i/U_{au}}$ est le nombre quantique principal effectif, $l^* = n^* - 1$, l le nombre quantique angulaire et m le nombre quantique magnétique.

Cette expression contient trois termes $C_{n^*, l^*, l, m}$, A_m et $H_{n^*, m}$ qui sont donnés par :

$$C_{n^*, l^*, l, m} = \frac{2^{2n^*} (2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} |m|! (l-|m|)! n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)} \quad (2.80)$$

où Γ est la fonction gamma d'Euler, telle que $\Gamma(n \in \mathbb{N}) = (n-1)!$;

$$A_m(\gamma_K) = \frac{\gamma_K^2}{1 + \gamma_K^2} \sum_{\nu=\kappa}^{+\infty} \Phi_m \left(\sqrt{\frac{2\gamma_K(\nu - \nu)}{\sqrt{1 + \gamma_K^2}}} \right) e^{(\nu - \nu) \left(\frac{2\gamma_K}{\sqrt{1 + \gamma_K^2}} - 2 \sinh^{-1}(\gamma_K) \right)} \quad (2.81)$$

où

$$\Phi_m(z) = \frac{e^{-z^2}}{|m|!} \int_0^z (z^2 - \zeta^2)^{|m|} e^{\zeta^2} d\zeta \quad (2.82)$$

et

$$H_{n^*,m}(E_0, \omega_0) = U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0 \sqrt{1 + \gamma_K^2}} \right)^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} e^{-2\nu \left(\sinh^{-1}(\gamma_K) - \frac{\gamma_K \sqrt{1 + \gamma_K^2}}{1 + 2\gamma_K^2} \right)}. \quad (2.83)$$

Ici γ_K est le paramètre de Keldysh défini par l'équation (2.75) et

$$\nu = \frac{U_i}{\omega_0} \left(1 + \frac{1}{2\gamma_K^2} \right) \quad (2.84)$$

dont l'arrondi à l'entier supérieur $\kappa = \lceil \nu + 1 \rceil$ correspond au nombre de photons absorbés.

Ionisation multiphotonique

En supposant $m = 0$ par souci de simplicité et dans la limite multiphotonique ($\gamma_K \rightarrow +\infty$), $\nu \sim U_i/\omega_0$ et l'égalité $\sinh^{-1}(x) = \ln(x + \sqrt{1 + x^2})$ mènent à

$$H_{MPI} = U_i \left(\frac{4U_i}{\omega_0} \right)^{2n^* - \frac{3}{2}} \left(\frac{E_0}{2\omega_0 \sqrt{2U_i}} \right)^{2\nu} e^\nu, \quad (2.85)$$

$$A_{MPI} = \Phi_0 \left(\sqrt{2(\kappa - \nu)} \right) e^{2(\kappa - \nu)} (2\gamma_K)^{-2(\kappa - \nu)}, \quad (2.86)$$

où les termes $\kappa > \lceil \nu + 1 \rceil$ de la série infinie¹¹ (2.81) ont été négligés.

Le taux d'ionisation s'écrit alors

$$\mathcal{W}_{MPI}(E_0, \omega_0) = \sigma_\kappa E_0^{2\kappa} \quad (2.87)$$

où

$$\sigma_\kappa = \frac{8\sqrt{2}}{\pi} 2^{-3\kappa} C_{n^*,l^*,l,m} \frac{U_i^{-\kappa + \frac{3}{2}}}{\omega_0^{2\kappa + \frac{1}{2}}} e^{2\kappa - \nu} \Phi_0 \left(\sqrt{2(\kappa - \nu)} \right). \quad (2.88)$$

Ionisation en régime tunnel

Dans la limite opposée ($\gamma_K \rightarrow 0$), $\nu \sim U_i/(2\omega_0\gamma_K^2)$ et un calcul d'équivalents réalisé par M. V. Ammosov, N. B. Delone et V. P. Krainov [137] donne :

$$\lim_{\gamma_K \rightarrow 0} A_m = \frac{\sqrt{3\pi}}{4}, \quad (2.89)$$

dont découle le modèle dit ADK :

$$\mathcal{W}_{ADK}(E_0) = \sqrt{\frac{6}{\pi}} C_{n^*,l^*,l,m} H_{ADK}(E_0) \quad (2.90)$$

avec

11. Cette série mathématiquement infinie est en réalité tronquée, le nombre de photons absorbés étant nécessairement fini. Son terme général varie en $\gamma_K^{-2\nu}$, si bien que le premier terme est dominant devant tous les autres.

$$H_{n^*,m} \underset{\gamma_K \rightarrow 0}{\sim} H_{ADK}(E_0) = U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0} \right)^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0}}. \quad (2.91)$$

Taux d'ionisation tunnel instantané

Les résultats précédents s'appliquaient à l'origine à un champ électrique E_0 constant au cours du temps. Or les processus permettant la génération de rayonnements THz au moyen de l'ionisation d'un gaz par laser reposent justement sur les oscillations rapides de l'impulsion. Nous allons dériver une extension du modèle ADK prenant en compte ces oscillations, c'est-à-dire un taux d'ionisation instantané $W_{ADK-inst}(t) = C(n^*, l^*, l, m) H_{ADK-inst}(t)$ dépendant de la valeur absolue du champ électrique $E_0 |\cos(\omega_0 t)|$, et non de la seule amplitude E_0 . Le résultat obtenu correspond à celui de G. L. Yudin et M. Y. Ivanov [138, 139].

En considérant que le taux d'ionisation (2.90) correspond à la moyenne (notée $\langle \cdot \rangle$) du taux d'ionisation recherché $\langle W_{ADK-inst} \rangle$ sur une période laser $T_0 = 2\pi/\omega_0$, il vient :

$$\sqrt{\frac{6}{\pi}} H_{ADK}(E_0) = \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega_0}} H_{ADK-inst}(\tau) d\tau. \quad (2.92)$$

Nous allons démontrer que

$$H_{ADK-inst}(t) = U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0 |\cos(\omega_0 t)|} \right)^{2n^* - 1 - |m|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0 |\cos(\omega_0 t)|}}. \quad (2.93)$$

Injectons cette expression dans l'équation (2.92). La périodicité de la fonction $|\cos(\omega_0 \tau)|$ permet de restreindre le calcul au seul intervalle $[0, \pi/2\omega_0]$ ¹². Sur cet intervalle, l'intégrande est négligeable sauf au point $\tau \sim 0$ du fait du terme exponentiel en $e^{-\alpha/|\cos(\omega_0 \tau)|}$. Ceci traduit une forte non-linéarité du phénomène d'ionisation par champ, qui ne se produit qu'aux voisinages des extremums locaux du champ électrique. Dès lors, nous pouvons approcher le terme exponentiel de l'intégrande par un développement limité de la forme $1/\cos(\omega_0 \tau) \sim 1 + \frac{1}{2}\omega_0^2 \tau^2$ au voisinage de $\tau = 0$. Le dénominateur de l'intégrande est simplement estimé comme $E_0 |\cos(\omega_0 t)| \sim E_0$. Sous ces approximations, l'intégrale s'écrit :

$$\langle H_{ADK-inst} \rangle = 4U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0} \right)^{2n^* - 1 - |m|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0}} \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2\omega_0}} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0} \omega_0^2 \tau^2} d\tau \quad (2.94)$$

et s'identifie ainsi à la fonction d'erreur (voir Formulaire) :

$$\langle H_{ADK-inst} \rangle = \sqrt{\frac{6}{\pi}} U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0} \right)^{2n^* - \frac{3}{2} - |m|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0}} \operatorname{erf} \left(\sqrt{\frac{U_i \sqrt{2U_i}}{6E_0}} \pi \right). \quad (2.95)$$

12. $\int_0^{2\pi/\omega_0} f(|\cos(\omega_0 \tau)|) d\tau = 4 \int_0^{\pi/2\omega_0} f(|\cos(\omega_0 \tau)|) d\tau.$

	H	He	Ar
$U_{i,1}$	13.6	24.6	15.8
$U_{i,2}$		54.4	27.6
$U_{i,3}$			40.7
$U_{i,4}$			59.8

TABLE 2.1 – Premières énergies d’ionisation (en électronvolts) pour l’hydrogène, l’hélium et l’argon.

En unités atomiques, $U_i \gtrsim U_{au} = 27.21 \text{ eV}$ (voir tableau 2.1) et $E_0 \ll E_{au} = 5.14 \times 10^2 \text{ GV.m}^{-1}$ ¹³. La variable de la fonction d’erreur est donc très supérieure à l’unité, ce qui implique que $\text{erf}(\sqrt{\frac{U_i \sqrt{2U_i}}{6E_0}} \pi) \sim 1$, et finalement

$$\langle H_{ADK-\text{inst}} \rangle = \sqrt{\frac{6}{\pi}} H_{ADK}(E_0). \quad (2.96)$$

Le taux d’ionisation ADK s’écrit donc

$$W_{ADK-\text{inst}}(t) = C(n^*, l^*, l, m) U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{E_0 |\cos(\omega_0 t)|} \right)^{2n^*-1-|m|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{E_0 |\cos(\omega_0 t)|}}. \quad (2.97)$$

Il est ensuite possible de négliger les contributions des configurations $|m| \neq 0$ pour ne retenir que la contribution du taux d’ionisation de la configuration $|m| = 0$. En effet, le rapport

$$\frac{W_{ADK-\text{inst}}(t)|_{|m|+1}}{W_{ADK-\text{inst}}(t)|_{|m|}} = \frac{(l + |m| + 1)(l - |m|)}{2(|m| + 1)} \frac{E_0 |\cos(\omega_0 t)|}{2(2U_i)^{3/2}}, \quad (2.98)$$

est négligeable lorsque le facteur $E_0/(U_i \sqrt{2U_i})$ est très inférieur à l’unité. Nous arrivons finalement au taux d’ionisation ADK instantané :

$$W_{ADK-\text{inst}}(t) = C_{n^*, l^*, l} U_i \left(\frac{2(2U_i)^{3/2}}{|E(t)|} \right)^{2n^*-1} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{|E(t)|}}, \quad (2.99)$$

où

$$C_{n^*, l^*, l} = \frac{2^{2n^*} (2l + 1)}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)}. \quad (2.100)$$

« Quasi-Static Tunneling » : le modèle de Landau

Pour l’atome d’hydrogène ($n^* = 1$ et $l = 0$), nous retrouvons directement la formule obtenue par Landau et Lifshitz [136] :

$$W_{QST}(|E(t)|) = C(1, 0, 0, 0) H_{ADK-\text{inst}}(t) \quad (2.101)$$

où l’indice QST signifie « Quasi-Static Tunneling », et $C(1, 0, 0, 0) = 4$, soit :

$$W_{QST}(|E(t)|) = \frac{4(2U_i)^{5/2}}{|E(t)|} e^{-\frac{4}{3} \frac{U_i \sqrt{2U_i}}{|E(t)|}}. \quad (2.102)$$

13. En effet, même pour des impulsions laser ultra-intenses dont l’amplitude peut dépasser les $10^{3-4} \text{ GV.m}^{-1}$, l’ionisation se produit toujours dès que l’amplitude atteint localement une valeur seuil de quelques dizaines de GV.m^{-1} . Le champ effectif d’ionisation est donc toujours plus faible que le champ de liaison.

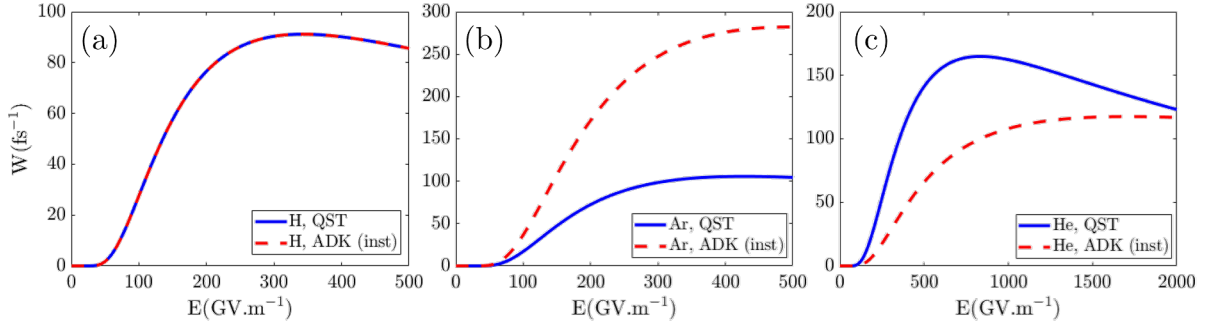


FIGURE 2.3 – Taux d'ionisation QST (courbes bleues) et ADK instantanés (tirets rouges) de (a) l'hydrogène ($n^* = 1, l = 0$), (b) l'argon ($n^* = 0.929, l = 1$) et (c) l'hélium ($n^* = 0.744, l = 0$), en fonction du champ électrique instantané. Les énergies d'ionisation correspondent à la première ligne du tableau 2.1.

Les taux d'ionisation sont des fonctions très non-linéaires du champ électrique, avec un seuil de quelques dizaines de GV.m^{-1} où \mathcal{W} passe brutalement de $\mathcal{W} \sim 0$ à $\mathcal{W} \sim 10 - 100 \text{ fs}^{-1}$ [voir figure 2.3]. Ce résultat a des implications sur la dynamique générale du plasma étudiée dans les sections suivantes, et en particulier sur la génération de rayonnement THz.

Dans la suite, nous ferons en général usage du modèle d'ionisation ADK instantané.

2.2.3 Équations fluides de la dynamique électronique

Jusqu'à présent, nous avons établi des équations générales portant sur la dynamique d'une espèce donnée s dans un plasma. Nous allons ici nous restreindre aux seuls électrons, en considérant que les neutres et ions du plasma restent immobiles au cours des processus d'interaction laser-gaz. Cette simplification se justifie par le rapport élevé des masses nucléonique et électronique $m_{p,n}/m_e \approx 1836$. Nous considérons en outre des plasmas simples, constitués de neutres monoatomiques et d'ions appartenant à la même espèce chimique définie par son numéro atomique Z . Les densité et masse électroniques sont indicées par la lettre e et les densités ioniques par ($j = 0, 1, \dots, Z$), désignant le degré d'ionisation. Les grandeurs dynamiques ($\vec{v}, \vec{p}, \gamma, \vec{J}$) se rapportent systématiquement aux électrons et ne sont pas indicées. Le plasma est aussi supposé froid, ce qui permet de ne considérer que les deux premiers moments de l'équation de Vlasov. Sous ces hypothèses, les équations (2.54) et (2.55) deviennent :

$$\partial_t n_j = \mathcal{S}_j, \quad (2.103)$$

$$\partial_t n_e + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}) = \mathcal{S}_e, \quad (2.104)$$

$$\partial_t (n_e \vec{p}) + n_e (\vec{\nabla} \cdot \vec{p}) \vec{v} + (\vec{p} \cdot \vec{\nabla}) (n_e \vec{v}) = -en_e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \nu_c n_e \vec{p}, \quad (2.105)$$

où \mathcal{S}_e et \mathcal{S}_j décrivent la variation des densités de chaque espèce sous l'effet de l'ionisation. En supposant que chaque couche électronique peut être traitée séparément par un taux d'ionisation ADK, et en notant \mathcal{W}_j le taux d'ionisation ADK instantané de l'espèce $j - 1$ ¹⁴, il vient :

$$\mathcal{S}_0 = -\mathcal{W}_1 n_0, \quad (2.106)$$

$$\mathcal{S}_j = -\mathcal{W}_{j+1} n_j + \mathcal{W}_j n_{j-1}, 1 < j < Z - 1 \quad (2.107)$$

$$\mathcal{S}_Z = \mathcal{W}_Z n_{Z-1}, \quad (2.108)$$

14. Le nombre quantique principal effectif est alors $n_j^* = j / \sqrt{2U_i^j / U_a u}$, où U_i^j est l'énergie d'ionisation de l'électron considéré.

et

$$\mathcal{S}_e = \sum_{0 \leq j \leq Z} j \mathcal{S}_j \quad (2.109)$$

soit :

$$\mathcal{S}_e = \sum_{0 \leq j \leq Z-1} \mathcal{W}_{j+1} n_j. \quad (2.110)$$

Nous définissons en outre $n_e^0(t, \vec{r})$ la densité électronique à l'équilibre à partir des densités locales des espèces ioniques :

$$n_e^0 = \sum_{0 \leq j \leq Z} j n_j, \quad (2.111)$$

qui varie sous l'effet de l'ionisation selon la relation

$$\partial_t n_e^0 = \mathcal{S}_e. \quad (2.112)$$

La densité de charge électrique locale est alors :

$$\rho = e(n_e^0 - n_e) \quad (2.113)$$

ce qui confirme que la densité électronique d'un plasma électriquement neutre ($\rho = 0$) vaut n_e^0 . Nous définissons aussi la densité initiale d'atomes neutres n_a , et le degré d'ionisation (final) du gaz

$$Z^* = n_e^0(t \rightarrow +\infty) / n_a. \quad (2.114)$$

L'équation (2.105) est équivalente à

$$\partial_t \vec{p} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\vec{p}}{n_e} \mathcal{S}_e - \nu_c \vec{p} \quad (2.115)$$

ainsi qu'à l'équation de courant

$$\partial_t(\gamma \vec{J}) = \frac{e^2}{m_e} n_e \vec{E} + \vec{\mathcal{F}}^P - \nu_c \gamma \vec{J} \quad (2.116)$$

où

$$\vec{\mathcal{F}}^P = -\frac{e}{m_e} \vec{J} \times \vec{B} + (\vec{J} \cdot \vec{\nabla}) \left(\frac{\gamma \vec{J}}{en_e} \right) + \left(\frac{\gamma \vec{J}}{en_e} \right) (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) \quad (2.117)$$

est une force non-linéaire, qui s'identifie à la force pondéromotrice laser dans le cas d'une interaction laser-plasma (voir la section 2.3.4 pour davantage de détails), et qui reste négligeable tant que les vitesses des électrons sont faibles devant la vitesse de la lumière. Pour des intensités laser suffisamment élevées, les électrons sont accélérés à des fractions non-négligeables de c et la force pondéromotrice devient un facteur déterminant de la dynamique du plasma. Elle contient un terme de force de Lorentz en $\vec{J} \times \vec{B}$ ainsi qu'un terme convectif correspondant au terme d'advection $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}$ de l'équation (2.115).

Ces équations couplées aux équations de Maxwell forment un système complet d'équations fluides permettant de décrire le comportement d'un plasma et des champs électromagnétiques à l'œuvre dans celui-ci. En particulier, il devient possible de décrire la génération de rayonnement THz par le mécanisme des photocourants, qui est directement liée à la dynamique d'ionisation du gaz.

Une implémentation sous Matlab du modèle constitué par les équations (2.106)-(2.108), utilisant le taux d'ionisation ADK instantané (2.99), permet de calculer le degré d'ionisation

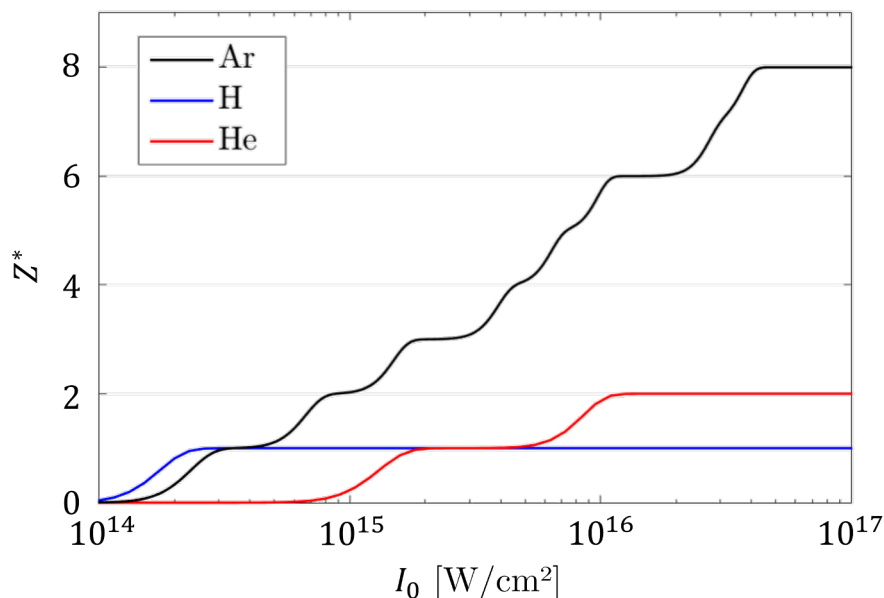


FIGURE 2.4 – Etat de charge $Z^* = n_e^0/n_a$ en fonction de l'intensité laser pour l'argon, l'hélium et l'hydrogène, coïncidant avec les résultats de la référence [140]. Paramètres : densité initiale des atomes neutres $n_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Impulsion laser à une couleur, $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, $\tau_0 = 33 \text{ fs}$.

final attendu pour différents atomes de gaz [voir Fig. 2.4]. L'ionisation du milieu opère par paliers successifs, conséquence de l'existence d'intensités d'ionisation seuil mentionnées plus haut. L'ionisation de l'hydrogène ainsi que la première ionisation de l'argon se produisent autour de $2 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, tandis que pour l'hélium il faut attendre des intensités de l'ordre de $2 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ puis $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ pour observer l'extraction des deux électrons disponibles. Enfin, l'argon montre des paliers d'ionisation réguliers et atteint la huitième ionisation pour une intensité laser de $4 \times 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$.

Les outils principaux permettant de décrire la dynamique d'un gaz couplé à une impulsion laser ont été résumés dans cette section. La figure 2.5 résume les sources THz efficaces pour les gaz courants en fonction du domaine d'intensité laser considéré, qui constituent le sujet de la prochaine section. En dessous de $I_0 = 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, le gaz est faiblement ionisé et les non-linéarités optiques dominent les phénomènes d'interaction. Le faisceau laser est notamment susceptible de former un filament à travers lequel l'effet Kerr peut constituer une source de rayonnement THz (section 2.3.1). Le phénomène de génération par photo-ionisation devient dominant pour $I_0 \sim 10^{13-14} \text{ W.cm}^{-2}$ (sections 2.3.2 et 2.3.3), et le gaz est fortement, voire totalement ionisé aux intensités laser $I_0 \sim 10^{14-15} \text{ W.cm}^{-2}$. A partir de $I_0 \sim 10^{15-16} \text{ W.cm}^{-2}$, les phénomènes pondéromoteurs entrent en jeu et des oscillations basse-fréquence du plasma sont initiées par la force pondéromotrice laser (section 2.3.4). Les sources THz associées deviennent dominantes devant les photocourants lorsque ceux-ci saturent (concomitamment à la saturation de l'ionisation) autour de $I_0 \sim 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ (section 2.3.5). A $I_0 \sim 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, l'amplitude normalisée du champ vaut $a_0 = 0.85$ pour un laser typique d'une longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. La dynamique des électrons est marginalement relativiste, et le devient fortement aux plus hautes intensités laser [non représentées sur la figure 2.5]. Dans ce régime d'interaction ultra-relativiste, d'autres phénomènes sont susceptibles d'être mis en jeu, tels que l'accélération d'électrons, la génération de rayonnement Cherenkov ou de rayonnement de transition (section 2.3.6).

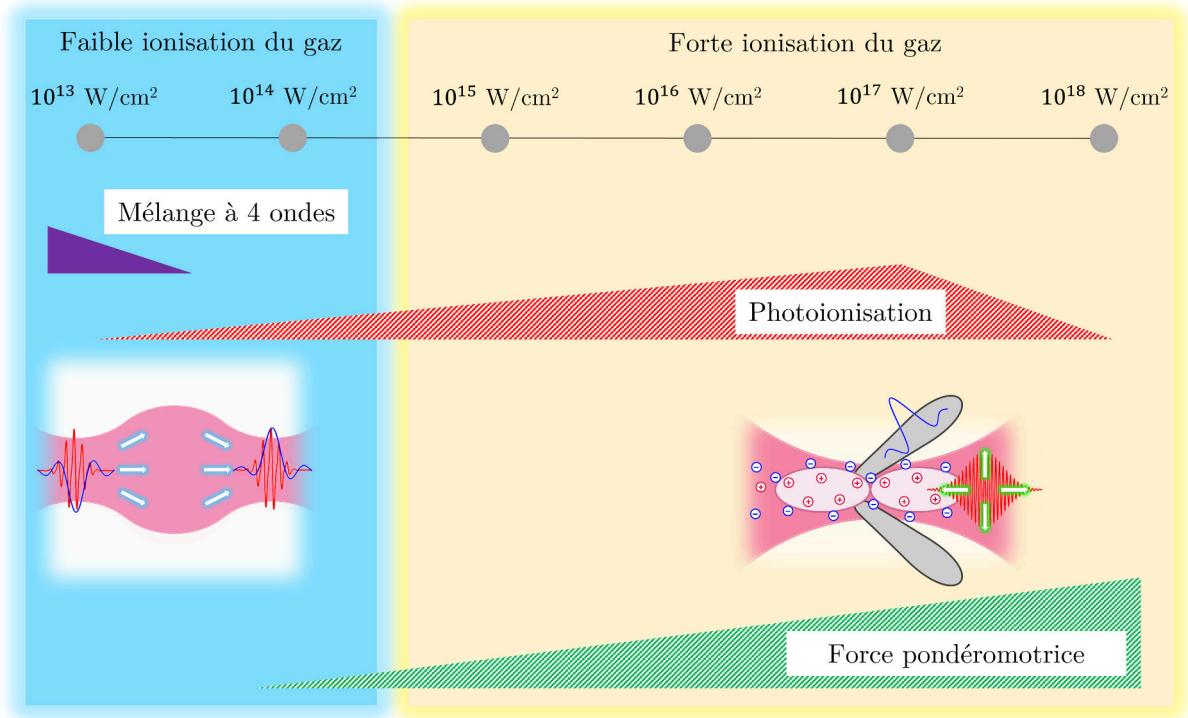


FIGURE 2.5 – Illustration des principaux domaines d’intensité laser associés à leurs sources THz dominantes respectives. Le gaz est faiblement ionisé en-dessous de $I_0 = 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ (zone bleue). Les non-linéarités optiques telles que l’effet Kerr (en violet) dominent pour $I_0 < 10^{12-13} \text{ W.cm}^{-2}$, puis les photocourants, issus d’une ionisation partielle du milieu ($Z^* < 1$) pour $I_0 \approx 10^{13-14} \text{ W.cm}^{-2}$. Au-delà, le gaz est fortement voire totalement ionisé (zone jaune). La photo-ionisation (triangle hachuré en rouge) produit de l’ionisation multiple ($Z^* > 1$) entre $I_0 = 10^{14}$ et $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$, avant de saturer et d’être éclipsée par les effets liés à la force pondéromotrice laser sur le plasma (triangle hachuré en vert).

2.3 Émetteurs térahertz : du régime classique vers le régime relativiste

Nous allons suivre dans cette section la progression croissante de l’intensité laser et décrire les sources THz dominantes dans chacun des domaines énumérés en fin de section précédente : les non-linéarités optiques (effet Kerr), la photo-ionisation, les ondes plasma en régime modérément relativiste et enfin les mécanismes de conversion en régime ultra-relativiste.

2.3.1 Effet Kerr et filamentation laser

Effet Kerr

Une impulsion laser intense est sensible aux non-linéarités des gaz sous-denses, tels que l’effet Kerr [61, 130]. Celui-ci provient de la susceptibilité du troisième ordre de la matière. Comme introduite en section 2.1.1, la polarisation non-linéaire dans le domaine de Fourier peut se décomposer sous la forme :

$$\hat{P}_{\text{NL}} = \epsilon_0 \left(\chi^{(2)} \hat{E}^2 + \chi^{(3)} \hat{E}^3 + \dots \right) \quad (2.118)$$

où les $\chi^{(j)}$ sont les composantes (ici supposées identiques en raison de l'isotropie du milieu) des tenseurs de susceptibilité à l'ordre j . Les $\chi^{(2n)}$ d'un matériau centrosymétrique (comme un gaz) sont nuls pour des raisons de symétrie des vecteurs d'onde [61]. Dès lors, au plus petit ordre en perturbation et en ignorant la dispersion des nonlinéarités optiques¹⁵, la polarisation non-linéaire s'écrit dans le domaine temporel :

$$\vec{P}_{\text{NL}}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_0) \vec{E}^3(t) \quad (2.119)$$

qui est la réponse Kerr du matériau.

Un champ électrique laser de la forme $\vec{E} = \left(\frac{E_0}{2} \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)] + c.c.\right) \vec{e}_z$ excite une polarisation non-linéaire associée à la réponse Kerr de la forme

$$\vec{P}_{\text{NL}} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3}{4} (3 \cos(3\omega_0 t) + \cos(\omega_0 t)) \vec{e}_z. \quad (2.120)$$

Dès lors, en ajoutant la polarisation linéaire introduite en section 2.1.1, la polarisation du milieu s'écrit :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E_0^2 \right) \vec{E}(t). \quad (2.121)$$

L'indice optique nonlinéaire est défini comme

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4c\epsilon_0 n_1^2} \quad (2.122)$$

où $n_1 = (1 + \chi^{(1)})^{1/2}$ est l'indice optique de l'air. En notant $I_0 = \epsilon_0 c n_1 |E_0|^2 / 2$ l'intensité laser dans le milieu, la polarisation peut s'écrire sous la forme $\vec{P} = (n_{\text{eff}}^2 - 1) \epsilon_0 \vec{E}(t)$, où n_{eff} est l'indice de réfraction effectif, pour lequel il est nécessaire de supposer que $n_2 I_0 \ll n_1$.

Filamentation laser

La polarisation non-linéaire [Eq. (2.119)] constitue le terme source de l'équation de propagation (2.315) qui sera dérivée à partir de l'équation de Helmholtz (2.18). L'équation d'évolution de l'enveloppe, introduite dans le vide [Eq. (2.64)] en section 2.2.1, définie sous l'approximation paraxiale et lentement variable en temps (revenant à supposer que l'enveloppe laser vérifie $|\partial_x E_0| \ll k_0 |E_0|$ et $|\partial_t E_0| \ll \omega_0 |E_0|$) et en supposant un faible rayonnement rétro-diffusé [88], s'écrit alors simplement :

$$\partial_x E_0 = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E_0 + \frac{i\omega_0}{c} n_2 I_0 E_0. \quad (2.123)$$

Le membre de gauche de cette équation est un opérateur de propagation¹⁶, tandis que le membre de droite décrit la diffraction transverse de l'onde et l'auto-focalisation par effet Kerr, qui intervient lorsque $n_2 > 0$. Pour amorcer ce mécanisme nonlinéaire, la puissance de l'impulsion $P_0 = \int |E|^2 dy dz$ doit dépasser un seuil défini comme

$$P_{\text{cr}} \approx \frac{3.72 \lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (2.124)$$

au-delà duquel l'auto-focalisation Kerr l'emporte sur la diffraction naturelle de l'impulsion [88]. La figure 2.6 illustre ce phénomène en détaillant le profil de l'intensité laser avant et après auto-focalisation.

15. Ceci signifie que $\chi^{(3)}(\omega) \equiv \chi^{(3)}(\omega_0)$ est une constante.

16. Ici, x se rapporte à la coordonnée longitudinale dans le référentiel de l'onde laser.

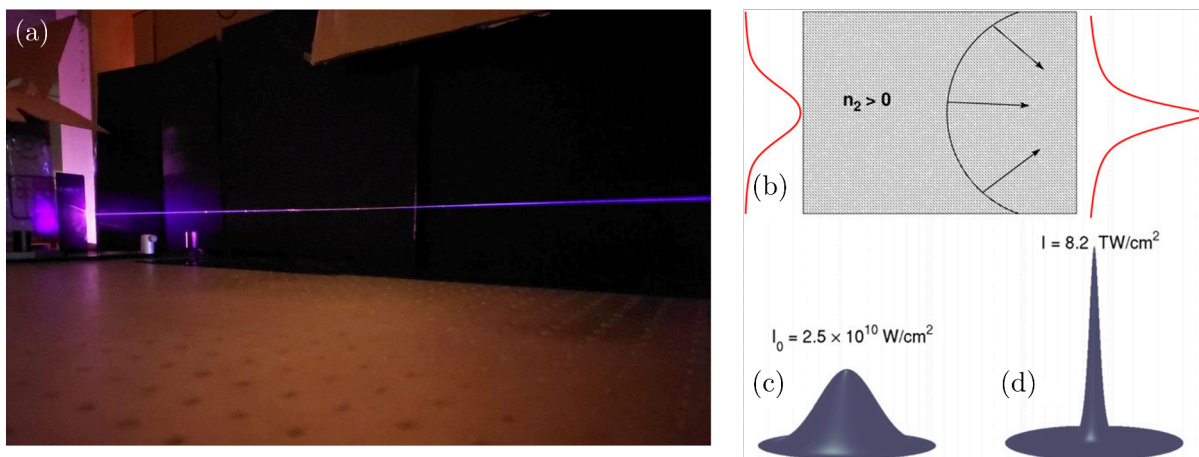


FIGURE 2.6 – (a) Filament laser se propageant sur plus de dix mètres dans le cadre de l'expérience ALTESSE (voir section 2.3.3), rendu visible par la fluorescence de l'azote de l'air. (b) Schéma illustratif de l'auto-focalisation par effet Kerr, rendu possible par l'existence de l'indice non-linéaire $n_2 > 0$. (c,d) Profil spatial de l'intensité (c) avant et (d) après auto-focalisation. Extrait de (b-d) [88].

Il est à noter que sous ces conditions, l'équation (2.123) conduit à l'effondrement de la dimension transverse de l'impulsion du fait de la boucle de rétroaction positive (la croissance de l'intensité laser augmente l'effet Kerr, qui augmente l'intensité, etc...). En pratique, à partir d'un certain seuil d'intensité, le faisceau laser devient capable d'ioniser le gaz ce qui sature l'effet Kerr et entraîne une défocalisation partielle de l'impulsion. La succession de focalisations par effet Kerr / défocalisation par ionisation – désigné sous le nom de filamentation laser – permet à l'onde laser de se propager à intensité élevée sur des distances bien supérieures à la longueur de Rayleigh sans diffracter sensiblement. Ce phénomène est illustré en figures 1.11(a,b).

Génération de rayonnements THz par effet Kerr

En plus de permettre la création d'un filament laser, l'effet Kerr est un phénomène non-linéaire qui favorise le mélange des fréquences optiques¹⁷. Il s'agit de la première explication, donnée par Cook et Hochstrasser [141], aux constatations expérimentales de génération de rayonnements THz par des interactions entre une impulsion ultrabrève laser à deux couleurs et un gaz.

A partir d'une impulsion laser à deux couleurs (ω_0 et $2\omega_0$), définies par les paramètres r , qui représente la fraction en énergie de la deuxième couleur dans l'énergie totale de l'impulsion, et φ , le déphasage entre les deux couleurs, de la forme :

$$E_L = E_0 \left(\sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) + \sqrt{r} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \right), \quad (2.125)$$

la contribution Kerr est proportionnelle à E_L^3 . Quelques opérations de trigonométrie de base mènent à la mise en évidence d'une composante quasi-constante (« DC »), soit

$$\hat{P}_{NL}^{DC} = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 (1-r) \sqrt{r} \cos(\varphi), \quad (2.126)$$

qui est directement proportionnelle à l'amplitude de la seconde harmonique \sqrt{r} , et qui dépend de la différence de phase entre les deux couleurs par l'intermédiaire de la fonction $\cos(\varphi)$. La

17. Le phénomène de mélange à quatre ondes (« four wave-mixing ») s'écrit schématiquement comme $\omega + \omega - 2\omega \rightarrow 0$, et revient à générer une composante quasi-constante assimilable à un rayonnement THz à partir des fréquences optiques ω et 2ω .

génération est maximale lorsque les deux couleurs sont en phase.

Cette source de rayonnements est efficace jusqu'à des intensités laser de l'ordre de $10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ (pour des longueurs d'onde laser optiques, $\lambda_0 \approx 1 \mu\text{m}$). Au-delà, le phénomène de génération de rayonnements THz par photo-ionisation devient dominant [142], comme montré en figure 2.7. Il constitue le sujet de la prochaine section.

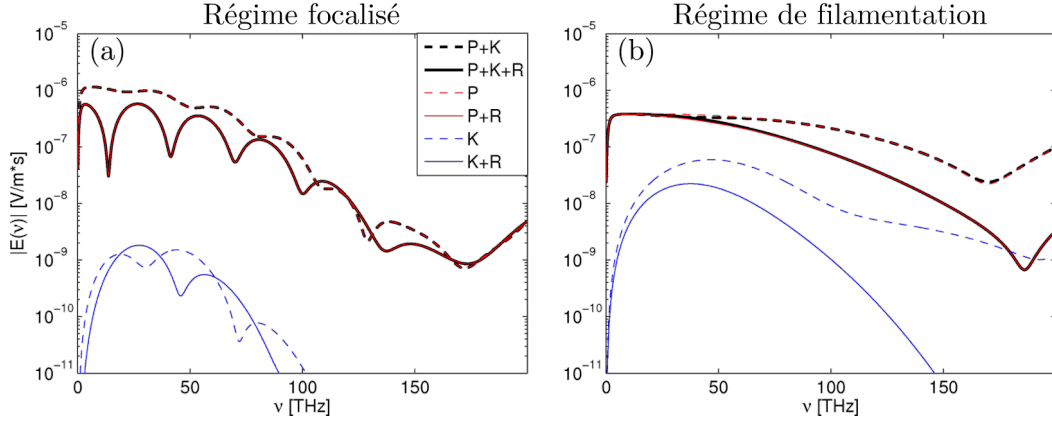


FIGURE 2.7 – Comparaison des spectres THz produits par effet Kerr (K) et par les photocourants (P), obtenus à partir de simulations 3D (modèle UPPE, voir la section 2.5.3) de faisceaux laser à deux couleurs atteignant une intensité maximale de l'ordre de $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, d'une durée de (a) 60 fs en régime focalisé ou (b) 40 fs en régime de filamentation. Un troisième effet non étudié dans le cadre du présent travail (l'effet Raman, R) est inclus dans cette figure issue de [4].

2.3.2 Génération de rayonnements térahertz par les photocourants en régime non-relativiste

L'explication correcte de la génération d'impulsions THz par un laser à deux couleurs ionisant un gaz sous-dense a été proposée quelques années après Cook et Hochstrasser par K.-Y. Kim et al. [143, 144] et repose sur le mécanisme dit des « photocourants » induits par la photo-ionisation. Dans cette section, nous allons établir un modèle de photocourants en faisant l'hypothèse que le champ laser est non-relativiste. Nous nous plaçons en outre en géométrie 0D, dans laquelle les grandeurs ne dépendent plus que du temps et non de l'espace.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'ionisation tunnel est un phénomène à seuil. Cela signifie qu'une impulsion électromagnétique de forte amplitude (supérieure au seuil d'ionisation) ionise le gaz initialement neutre sur des durées courtes, produisant un profil d'ionisation en marches d'escalier, autour des extremums locaux du champ électrique localisés aux instants notés t_n ($n \in \mathbb{N}$). Ces électrons participent à un courant fluide macroscopique. Lorsque le champ laser est symétrique [$E_L(t_n - \delta t) = E_L(t_n + \delta t)$], le courant généré oscille rapidement autour de 0. Si, au contraire, le champ laser est rendu asymétrique et est déformé autour de l'instant d'ionisation, une contribution basse-fréquence des courants se développe constructivement au cours des événements d'ionisation successifs.

Réduisons tout d'abord l'étude au cas d'un électron unique. Nous faisons l'hypothèse que l'évènement d'ionisation de cet électron a lieu à l'instant t_i , proche d'un extremum local du champ laser t_n . En considérant un champ laser oscillant \vec{E}_L et son potentiel vecteur \vec{A}_L vérifiant $\vec{E}_L = -\partial_t \vec{A}_L$,

l'équation du mouvement est donnée par

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{E}_L, \quad (2.127)$$

$$\frac{d}{dt} (\vec{p} - e\vec{A}_L) = 0, \quad (2.128)$$

soit après intégration :

$$\vec{p} = e\vec{A}_L + \vec{C}, \quad (2.129)$$

où \vec{C} est une constante d'intégration, qui correspond :

- à la condition initiale $\vec{C} = \vec{p}(t_i) - e\vec{A}_L(t_i)$,
- à la valeur de l'impulsion après le passage de l'impulsion laser, $\vec{C} = \vec{p}(t \rightarrow +\infty)$

En considérant que l'électron est ionisé par le champ laser en $t = t_i$, son impulsion est nulle à cet instant et nous déduisons des deux points précédents que :

$$\vec{p}(t \rightarrow +\infty) = -e\vec{A}_L(t_i), \quad (2.130)$$

c'est-à-dire que l'électron acquiert une vitesse non-nulle après le passage de l'onde laser, égale à l'opposée du potentiel vecteur à l'instant de l'ionisation.

Le potentiel vecteur est non-nul à t_i lorsque le champ laser est asymétrique par rapport à cet instant, ce qui est rendu possible par l'ajout d'une seconde harmonique laser.

Nous pouvons à présent étudier le cas d'un gaz ionisé par un champ laser. L'approche fluide est justifiée car les événements d'ionisation des électrons sont très proches des extremums locaux du champ laser t_n , impliquant que les trajectoires des électrons sont très proches dans l'espace des phases.

Courant électronique fluide, non-relativiste

Considérons un plasma froid, non-relativiste. Les équations fluides (2.103)-(2.105) deviennent :

$$\partial_t n_j = \mathcal{S}_j, \quad (2.131)$$

$$\partial_t n_e^0 = \mathcal{S}_e, \quad (2.132)$$

$$\partial_t (n_e^0 \vec{v}) = -\frac{e}{m_e} n_e^0 \vec{E}_L - \nu_c n_e^0 \vec{v}, \quad (2.133)$$

où nous rappelons que n_e^0 est la densité des électrons du plasma en l'absence de perturbation pondéromotrice. Ici, elle s'identifie à la densité électronique du fait de l'absence de la force pondéromotrice susceptible de générer des oscillations dans la densité électronique (onde plasma). L'équation (2.132) décrit la génération du plasma à partir du gaz neutre sous l'effet de la photo-ionisation.

Le développement du membre de gauche de l'équation (2.133) donne :

$$(\partial_t n_e^0) \vec{v} + n_e^0 \partial_t \vec{v} = -\frac{e}{m_e} n_e^0 \vec{E}_L - \nu_c n_e^0 \vec{v}. \quad (2.134)$$

Nous définissons alors la vitesse fluide comme étant la vitesse d'un électron qui serait ionisé en $t \rightarrow -\infty$. L'équation du mouvement d'un tel électron s'écrit :

$$\partial_t \vec{v}_f = -\frac{e}{m_e} \vec{E}_L - \nu_c \vec{v}_f \quad (2.135)$$

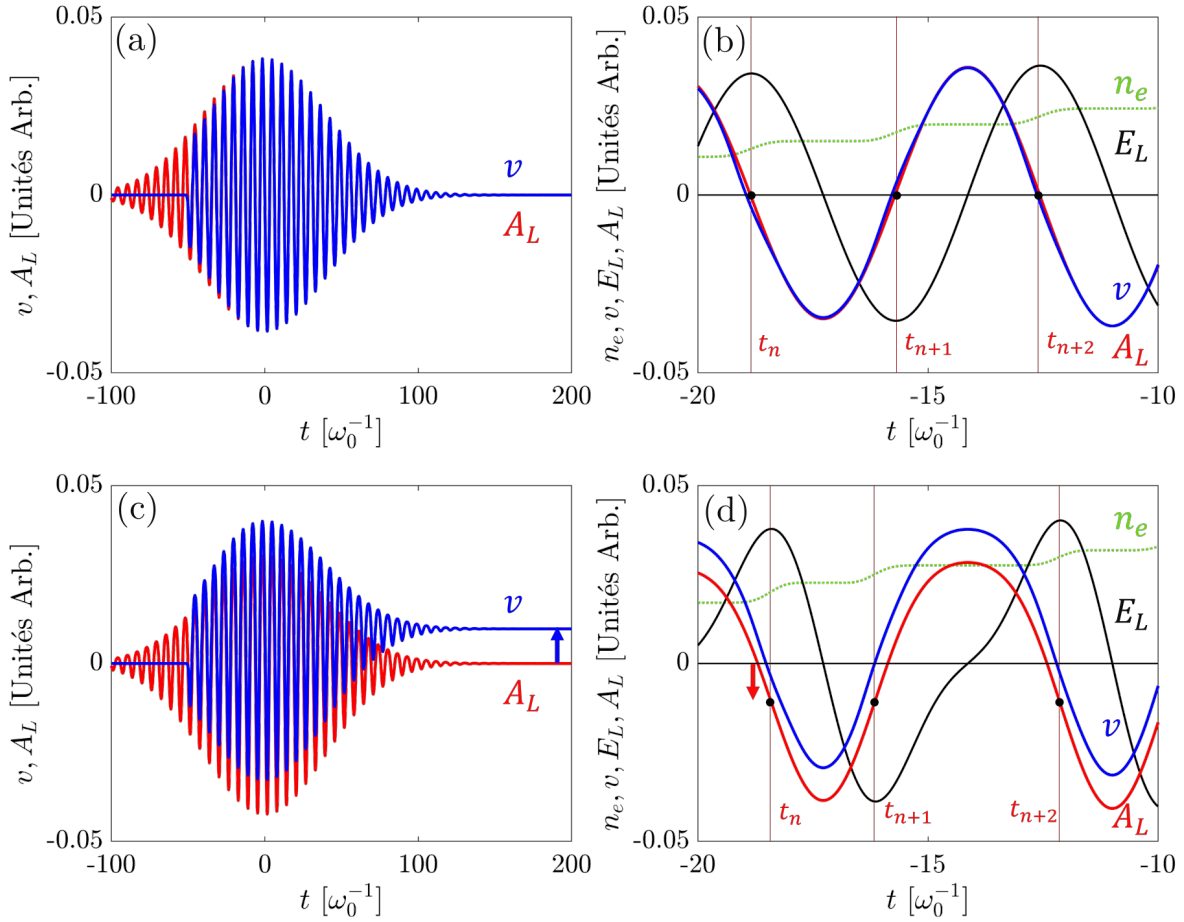


FIGURE 2.8 – Potentiel vecteur (courbes rouges) et champ (courbes noires) laser, vitesse électronique transverse (courbes bleues) et densité d'électrons libres (courbes vertes) pour un champ laser à (a,b) une couleur et (c,d) deux couleurs déphasées de $\pi/2$, ionisant un plasma d'hélium en régime non-relativiste ($a_0 = 4 \times 10^{-2}$). Les flèches bleue et rouge en (c) et (d) mettent respectivement en évidence la vitesse électronique après le passage de l'impulsion laser et le potentiel vecteur aux instants d'ionisation t_n [repérés par les lignes verticales en (b) et (d)] $A_L(t_n) \equiv v_f(t_n)$.

et ainsi,

$$\vec{v}_f = -\frac{e}{m_e} \int_{-\infty}^t \exp[\nu_c(\tau - t)] \vec{E}_L(\tau) d\tau. \quad (2.136)$$

Nous faisons ici remarquer qu'en l'absence de collisions ($\nu_c = 0$), cette vitesse fluide s'identifie au potentiel vecteur du champ laser, vérifiant $\vec{A}_L = -\int_{-\infty}^t \vec{E}_L(\tau) d\tau$. Dès lors, la vitesse fluide aux instants d'ionisation est reliée à la vitesse moyenne après le passage de l'onde laser par $\vec{v}(t \rightarrow +\infty) = -v_f(t_n)$.

La figure 2.8 détaille la forme de la vitesse électronique transverse ainsi que du potentiel vecteur et du champ laser. La courbe verte des figures 2.8(b,d), correspondant au profil de la densité électronique, a une forme en marches d'escaliers, confirmant que les événements d'ionisation se produisent au voisinage des instants d'ionisation t_n et justifiant l'approche fluide. Lorsque l'impulsion laser ne contient qu'une seule harmonique [Fig. 2.8(a,b)], la vitesse

électronique est nulle après le passage de l'onde laser. En revanche, lorsque une seconde composante de couleur est ajoutée dans l'impulsion laser, celle-ci est asymétrique [courbe noire de la figure 2.8(d)] et le potentiel vecteur associé (courbe rouge) est non-nul aux instants d'ionisation, ce qui est représenté par des points noirs en figure 2.8(d). Une vitesse électronique non-nulle est relevée après le passage de l'impulsion laser, égale en valeur absolue et de signe opposé aux $v_f(t_n)$ [comparer les flèches bleue et rouge en figure 2.8(c) et 2.8(d)].

Le courant $\vec{J} = -en_e^0\vec{v}$ peut se décomposer comme

$$\vec{J}_A = -en_e^0\vec{v}_f, \quad (2.137)$$

$$\vec{J}_B = \vec{J} - \vec{J}_A, \quad (2.138)$$

où le courant \vec{J}_B vérifie :

$$\partial_t \vec{J}_B + \nu_c \vec{J}_B = e(\partial_t n_e^0)\vec{v}_f. \quad (2.139)$$

La résolution de cette équation différentielle donne :

$$\vec{J}_B = e \int_{-\infty}^t \partial_t n_e^0(\tau) \exp[\nu_c(\tau - t)] \vec{v}_f(\tau) d\tau. \quad (2.140)$$

Le courant total s'écrit ainsi comme la somme de deux composantes :

$$\vec{J} = -en_e^0\vec{v}_f + e \int_{-\infty}^t \partial_t n_e^0(\tau) \exp[\nu_c(\tau - t)] \vec{v}_f(\tau) d\tau. \quad (2.141)$$

La première contribution (\vec{J}_A) suit les oscillations rapides du champ électrique laser, tandis que la deuxième contribution (\vec{J}_B), par le produit (non-linéaire) des variations rapides de la densité électronique et du champ électrique, permet d'effectuer une conversion des fréquences optiques vers les basses fréquences. Nous allons détailler ici un modèle analytique qui permet de dégager les principales caractéristiques du champ obtenu par ces photocourants, et notamment de fixer les paramètres optimaux pour la bonne réalisation de ce processus.

Modèle de courant local

Selon la théorie de Jefimenko [145], la solution générale aux équations de Maxwell pour une distribution de courants \vec{J} s'écrit, pour le champ électrique :

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|c^2} \partial_t \vec{J} \left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c} \right) dV'. \quad (2.142)$$

Le modèle de courant local (modèle LC pour « Local Current ») proposé initialement par I. Babushkin et al. [81] constitue une simplification extrême de cette équation, sous la forme :

$$\vec{E}(t) = g \partial_t \vec{J}(t). \quad (2.143)$$

Le coefficient de proportionnalité peut être estimé [4, 140] en considérant que la dimension typique du plasma émetteur est faible devant la distance de l'observateur, soit $|\vec{r} - \vec{r}'| \simeq |\vec{r}| \equiv d$; et en négligeant les variations spatiales du courant, soit $\int \partial_t \vec{J} dV = V \partial_t \vec{J}$, où V est le volume du plasma d'émission. Dès lors,

$$g \sim -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{V}{d}. \quad (2.144)$$

Le rapport V/d étant arbitraire dans le cadre d'un modèle 0D, un tel modèle n'est pas en mesure de faire des prédictions quantitatives. Il est en revanche possible de pouvoir comparer qualitativement deux configurations d'interaction. Pour cela, g peut être estimé d'une autre façon qui ne fasse pas intervenir de grandeur liée au volume ou à la propagation, en considérant que l'énergie rayonnée par les courants est égale à l'énergie de l'impulsion laser, soit $\int |\vec{E}_L|^2 dt = g^2 \int |\partial_t \vec{J}|^2 dt$ [140]. Sous cette hypothèse et en introduisant l'équation de courant (2.133), g s'écrit :

$$g \sim -\frac{m_e}{e^2} \frac{1}{Z^* n_a}. \quad (2.145)$$

Cette définition présente le double avantage de n'être dépendant que des paramètres d'interaction (en l'occurrence, l'état de charge final du gaz), et de permettre de comparer « à ionisation constante » deux configurations d'interactions menant éventuellement à deux états de charge finaux différents.

Photocourants : modèle analytique

Par souci de simplification, nous considérons ici l'ionisation unique d'un gaz hydrogénoïde, bien que le raisonnement puisse s'étendre à la multi-ionisation. En notant \mathcal{W} le taux d'ionisation et n_a la densité initiale de neutres, la densité de neutres à l'instant t est donnée par $n_0(t) = n_a - n_e^0(t)$. L'équation (2.110) s'écrit alors

$$\partial_t n_e^0(t) = \mathcal{W}(t)[n_a - n_e^0(t)] \quad (2.146)$$

et donc

$$n_e^0(t) = n_a \left(1 - \exp \left[- \int_{-\infty}^t \mathcal{W}(\tau) d\tau \right] \right). \quad (2.147)$$

Le taux d'ionisation QST (2.102) peut alors être approché autour des instants d'ionisation t_n (les extremums du champ électrique) grâce à un développement de Taylor du champ électrique laser¹⁸, sous la forme :

$$\mathcal{W}_n(t) = \mathcal{W}(t_n) \exp \left[- \left(\frac{t - t_n}{\tau_n} \right)^2 \right] \quad (2.148)$$

faisant apparaître la quantité notée τ_n , qui s'interprète comme la durée d'un événement d'ionisation :

$$\tau_n = \sqrt{\frac{3|\vec{E}_L(t_n)|^2}{(2U_i)^{3/2} |\partial_t^2 \vec{E}_L(t_n)|}}. \quad (2.149)$$

Avec ces notations, le taux d'ionisation s'écrit sous la forme d'une somme sur les événements d'ionisation n :

$$\mathcal{W}(t) = \sum_n \mathcal{W}_n(t).$$

Si les durées d'ionisation sont suffisamment courtes devant $2\pi/\omega_0$, soit $\omega_0 \tau_n \ll 2\pi$, alors le profil d'ionisation peut être assimilé à une succession de marches de hauteur δn_e^n :

18. $|\vec{E}_L(t)| \approx |\vec{E}_L(t_n)| - \frac{1}{2} |\partial_t^2 \vec{E}_L(t_n)| (t - t_n)^2$ pour $t \approx t_n$.

$$n_e^0(t) = \sum_n \delta n_e^n \mathcal{H}(t - t_n) \quad (2.150)$$

où $\mathcal{H}(t)$ est la fonction de Heaviside qui vaut 0 pour $t < 0$ et 1 pour $t \geq 0$. Dès lors, l'équation (2.140) devient :

$$\vec{J}_B = e \int_{-\infty}^t \sum_n \delta n_e^n \partial_t \mathcal{H}(\tau - t_n) \exp[\nu_c(\tau - t)] \vec{v}_f(\tau) d\tau \quad (2.151)$$

et enfin, la propriété de la distribution de Heaviside $\partial_t \mathcal{H} = \delta$, où δ est la distribution de Dirac¹⁹, donne directement :

$$\vec{J}_B = e \sum_n \delta n_e^n \mathcal{H}(t - t_n) \exp[\nu_c(t_n - t)] \vec{v}_f(t_n). \quad (2.152)$$

Après application du modèle LC, le champ électrique associé s'écrit :

$$\vec{E}_B = eg \sum_n \delta n_e^n \partial_t (\mathcal{H}(t - t_n) \exp[\nu_c(t_n - t)]) \vec{v}_f(t_n) \quad (2.153)$$

et son spectre est

$$\hat{\vec{E}}_B(\omega) = \frac{eg}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega}{\omega + i\nu_c} \sum_n \delta n_e^n \exp[i\omega t_n] \vec{v}_f(t_n). \quad (2.154)$$

Cette équation montre la nécessité de vérifier $\vec{v}_f(t_n) \neq 0$ pour que cette contribution au champ total ne soit pas nulle. Nous retrouvons alors la nécessité d'employer un laser à deux couleurs, annoncée par la figure 2.8. En outre, sous cette hypothèse et pour un plasma non-collisionnel, $|\hat{\vec{E}}_B|(\omega \sim 0) \simeq \frac{eg}{\sqrt{2\pi}} \sum_n \delta n_e^n \vec{v}_f(t_n)$ indique que le champ généré possède une composante quasi-DC²⁰ (basse-fréquence) résultant de l'interférence constructive des micro-courants générés à chaque instant d'ionisation $\delta n_e^n \vec{v}_f(t_n)$. La contribution $\vec{E}_A = g \partial_t \vec{J}_A$ peut être traitée de la même façon et mène à

$$\hat{\vec{E}}_A = -\frac{ge}{\sqrt{2\pi}} i\omega \sum_n \delta n_e^n \vec{r}_f(t_n) \quad (2.155)$$

où

$$\vec{r}_f(t) = \int_{-\infty}^t \vec{v}_f(\tau) d\tau \quad (2.156)$$

est la position d'oscillation des électrons libres. En raison du facteur ω , cette contribution au champ émis vérifie $|\hat{\vec{E}}_A|(\omega \sim 0) \simeq 0$, ce qui est en cohérence avec sa dépendance directe aux oscillations rapides du champ électrique laser.

Nous sommes ainsi arrivés à établir un modèle théorique général prédisant la génération d'un champ électrique basse-fréquence par les photocourants générés lors de l'ionisation du gaz par une impulsion laser. Il est alors nécessaire d'estimer les différents constituants de la somme (t_n ,

19. La distribution de Dirac vérifie $\int_{-\infty}^t f(\tau) \delta(\tau - t_n) d\tau = f(t_n) \mathcal{H}(t - t_n)$

20. Ici les collisions électroniques ont été négligées; elles ont pour effet d'annuler la contribution $\omega = 0$ du spectre du champ basse-fréquence du fait de l'amortissement en $1/\nu_c$ qu'elles impliquent. Le spectre pour $\omega > \nu_c$ n'est en revanche pas affecté.

$\delta n_e^n, \vec{v}_f(t_n)$ pour aller au bout du calcul du champ THz émis. Ces quantités dépendent du paramétrage de l'onde laser et du gaz employé. C'est ce que nous allons détailler à présent.

Photocourants pour un champ laser à deux couleurs en polarisation linéaire

Historiquement, les photocourants ont été estimés pour des polarisations de champ électrique linéaires, que nous présentons ici [81]. Le champ laser est constitué d'une superposition de composantes de fréquences ω_0 et $2\omega_0$, et nous négligeons les effets d'enveloppe en supposant que celle-ci est suffisamment grande devant la longueur d'onde laser. Ainsi :

$$E_L = E_0 (\sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) + \sqrt{r} \cos(2\omega_0 t + \varphi)) . \quad (2.157)$$

Ici, r représente la fraction en énergie de la deuxième couleur dans l'énergie totale de l'impulsion, et φ est un déphasage entre les deux couleurs qui revêt une grande importance dans le champ émis, comme nous allons le voir. Dès lors, les instants d'ionisation peuvent être estimés comme les instants où le champ laser est extrémal, soit $\partial_t |E_L|(t_n) = 0$:

$$\sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t_n) + 2\sqrt{r} \sin(2\omega_0 t_n + \varphi) = 0 . \quad (2.158)$$

Il est possible de résoudre cette équation en supposant $r \ll 1$, ce qui donne :

$$\omega_0 t_n = n\pi - 2(-1)^n \sqrt{\frac{r}{1-r}} \sin(\varphi) . \quad (2.159)$$

La résolution de l'équation (2.136) pour le champ laser (2.157) permet de calculer la vitesse fluide :

$$v_f(t) = -\frac{eE_0}{m_e} \cdot \left[\frac{\sqrt{1-r}}{\nu_c^2 + \omega_0^2} [\nu_c \cos(\omega_0 t) + \omega_0 \sin(\omega_0 t)] \quad (2.160)$$

$$+ \frac{\sqrt{r}}{\nu_c^2 + 4\omega_0^2} [\nu_c \cos(2\omega_0 t + \varphi) + 2\omega_0 \sin(2\omega_0 t + \varphi)] \right] . \quad (2.161)$$

Les taux de collisions usuels sont de l'ordre de quelques THz, ce qui implique que $\nu_c^2 \sim 10^{-5} \omega_0^2$. Nous pouvons donc négliger le taux de collisions au dénominateur des termes du membre de droite, et estimer la vitesse fluide aux instants d'ionisation comme :

$$v_f(t_n) \simeq \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \left(\frac{3}{2} \sqrt{r} \sin(\varphi) - \frac{\sqrt{r}}{4} \frac{\nu_c}{\omega_0} \cos(\varphi) \right) \quad (2.162)$$

qui ne dépend pas de l'instant d'ionisation n . Dès lors, en supposant que les pas d'ionisation δn_e^n sont égaux à $Z^* n_a / N$, où N est le nombre de pas d'ionisation, le champ basse-fréquence (2.154) peut s'approcher sous la forme

$$|\hat{E}_B(\omega)| = \left| \frac{3e^2 g Z^* n_a E_0}{2\sqrt{2\pi} m_e \omega_0} \sqrt{r} \sin(\varphi) \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \nu_c^2}} \operatorname{sinc} \left(\frac{N\pi\omega}{2\omega_0} \right) \right| . \quad (2.163)$$

Le champ prédit par ce modèle est proportionnel à l'amplitude relative de la deuxième couleur \sqrt{r} ainsi qu'au sinus du déphasage φ entre les deux couleurs. Ces prédictions sont confrontées à des résultats issus de simulations PIC 1D (code de simulation décrit en section 2.5.4). Le modèle LC est estimé à partir de la résolution numérique des équations fluides 0D dérivées en section 2.5.2. Le champ THz rayonné est obtenu en calculant la composante basse-fréquence du champ local [Eq. (2.143)], où \vec{J} est le courant fluide.

La figure 2.9 montre les spectres et champs obtenus pour trois configurations laser différentes : un laser monochromatique en (a,b), pour lequel l'amplitude du champ THz est négligeable (de l'ordre de 0.01 GV.m^{-1}), ou un laser à deux couleurs ($r = 0.1$) avec un déphasage initial entre les deux couleurs de $\varphi = 0$ en (c,d) et de $\varphi = \pi/2$ en (e,f). Les champs sont mesurés après une propagation de $200 \mu\text{m}$ dans le plasma pour les simulation PIC.

D'après les estimations analytiques du modèle LC [Eq. (2.163)], seul le cas (e,f) impliquant une phase relative $\varphi = \pi/2$ doit permettre la génération de rayonnement THz de façon efficace. Les simulations PIC prédisent pour ce cas là un champ d'une amplitude de 3.8 GV.m^{-1} , comparable aux prédictions du modèle LC (1.38 GV.m^{-1}). Dans les deux cas théoriquement défavorables, des effets tels que la durée finie de l'impulsion laser ou l'évolution du déphasage entre les deux couleurs au cours de la propagation permettent de générer un champ THz résiduel, largement inférieur au champ THz rayonné dans le cas favorable (e,f).

Enfin, les champs PIC montrent des oscillations de faible amplitude aux temps longs (après le passage de l'onde laser), correspondant aux oscillations du plasma. Cette influence de la dynamique du plasma se retrouve dans les spectres PIC, qui montrent des fluctuations autour de $\omega = 0.036 \omega_0$, soit $\nu = 10 \text{ THz}$, correspondant à la fréquence plasma ν_{pe} . Les détails concernant cette fréquence caractéristique de la réponse d'un plasma soumis à une perturbation, dépendant de la densité du plasma n_e selon une relation de la forme $\nu_{pe} \propto \sqrt{n_e}$, sont donnés en section 2.3.4.

La photo-ionisation permet ainsi de générer des impulsions THz intenses (supérieures à la limite du GV.m^{-1}). Nous faisons aussi remarquer que le spectre des champs produits s'étend sur plusieurs dizaines de THz, aspect caractéristique des impulsions THz dites « à bande large » produites par cette méthode.

Les champs THz créés par photo-ionisation font l'objet d'une littérature fournie. L'amélioration des performances THz par photocourants peut se faire par l'augmentation de la longueur d'onde laser [146–149], en ionisant le gaz à des taux d'ionisation élevés [83], en augmentant le nombre de composantes de couleur de l'onde laser [85, 150, 151] et/ou en modifiant l'état de polarisation laser [128, 152–155]. L'influence de l'intensité laser et de sa polarisation ont particulièrement été étudiées dans le cadre du présent travail. En particulier, les modifications induites par une impulsion laser à deux couleurs et à polarisation circulaire sont nouvelles et abordées au chapitre 3.

2.3.3 Réalisation expérimentale d'une source à photocourants : le projet ALTESSE

La photo-ionisation est un mécanisme déjà largement utilisé pour la génération de rayonnements THz intenses et à large spectre. Par exemple, le projet Altesse, projet ANR²¹ de collaboration entre le CEA, le CELIA²², l'ISL²³ et DTU²⁴ (2015-2018) a eu pour objectif de démontrer la faisabilité de détections de matériaux d'intérêt (en l'occurrence, des espèces explosives) réalisées à distance dans le domaine en fréquences THz [12].

La figure 2.10 présente le schéma de fonctionnement du dispositif utilisé à DTU pour réaliser une spectroscopie cohérente THz de différents explosifs avec une grande précision. L'impulsion laser (quelques millijoules soit quelques centaines de térawatts par centimètre carré, pour une durée de 35 femtosecondes et une longueur d'onde fondamentale de 800 nanomètres) est séparée en une impulsion « pompe » et une impulsion « sonde ». L'impulsion pompe traverse un cristal non-linéaire qui génère une seconde composante de fréquence (ou couleur) de longueur d'onde

21. Agence Nationale de la Recherche

22. Centre Lasers Intenses et Applications

23. Institut de Recherche Franco-Allemand de Saint Louis

24. Danish Technical University

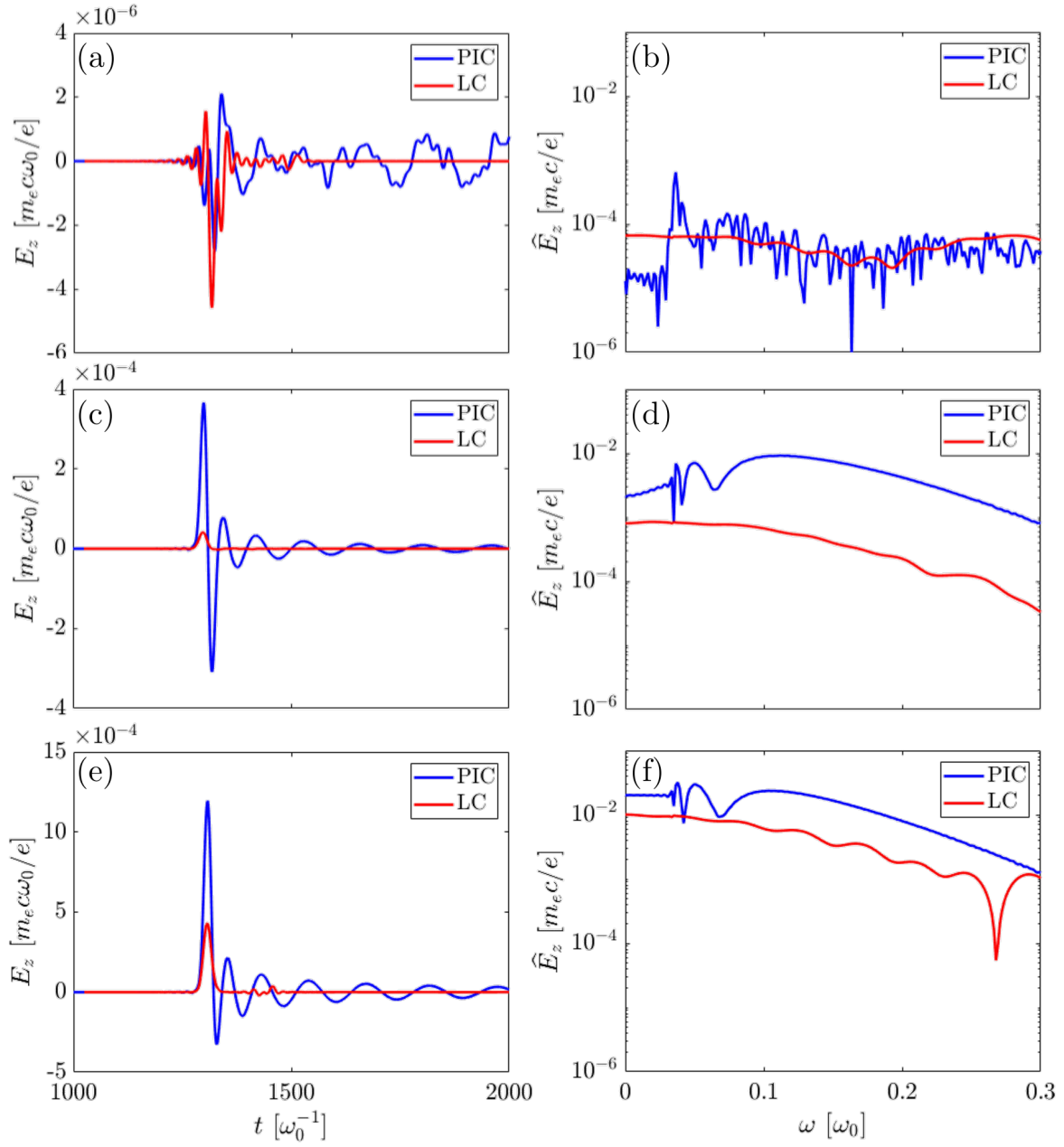


FIGURE 2.9 – Comparaison entre (a,c,e) les champs THz et (b,d,e) les spectres THz correspondants obtenus grâce à des simulations PIC 1D (courbes bleues) et les résultats équivalents issus du modèle LC (courbes rouges), estimés à partir des grandeurs fluides obtenues en résolvant les équations décrites dans la section consacrée aux modèles numériques 2.5.2. Dans toutes les simulations, l'intensité laser vaut $I_0 = 2 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, soit une amplitude normalisée $a_0 = 3.8 \times 10^{-2}$, et sa durée $\tau_0 = 35 \text{ fs FWHM}$. La longueur d'onde du fondamental est $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. Dans les cas (c,d) et (e,f), une seconde harmonique est ajoutée avec une fraction en énergie $r = 0.1$. Le déphasage initial entre les deux couleurs vaut 0 dans le cas (c,d) et $\pi/2$ dans le cas (e,f). Le faisceau laser ionise un gaz d'hélium à la densité initiale de neutres $n_a = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. A cette intensité, l'hélium est ionisé une seule fois [voir Fig. 2.4], donc $Z^* = 1$ et $\nu_{pe} = 10 \text{ THz} = 0.033 \omega_0 / 2\pi$. Les unités des axes sont données en unités normalisées (voir section 2.5.1), avec $m_e c \omega_0 / e = 3211 \text{ GV.m}^{-1}$, $\omega_0^{-1} = 0.53 \text{ fs}$ et $0.3 \omega_0 = 90 \text{ THz}$. Les spectres et champs PIC sont mesurés après une propagation de $200 \mu\text{m}$ dans le plasma.

400 nm. Les deux couleurs sont focalisées dans un gaz sous-dense, générant un plasma d'environ 2 cm de long, et produisant un rayonnement THz par photo-ionisation. L'impulsion THz produite traverse un échantillon puis est détectée par la technique ABCD, pour « Air Biased Coherent Detection ».

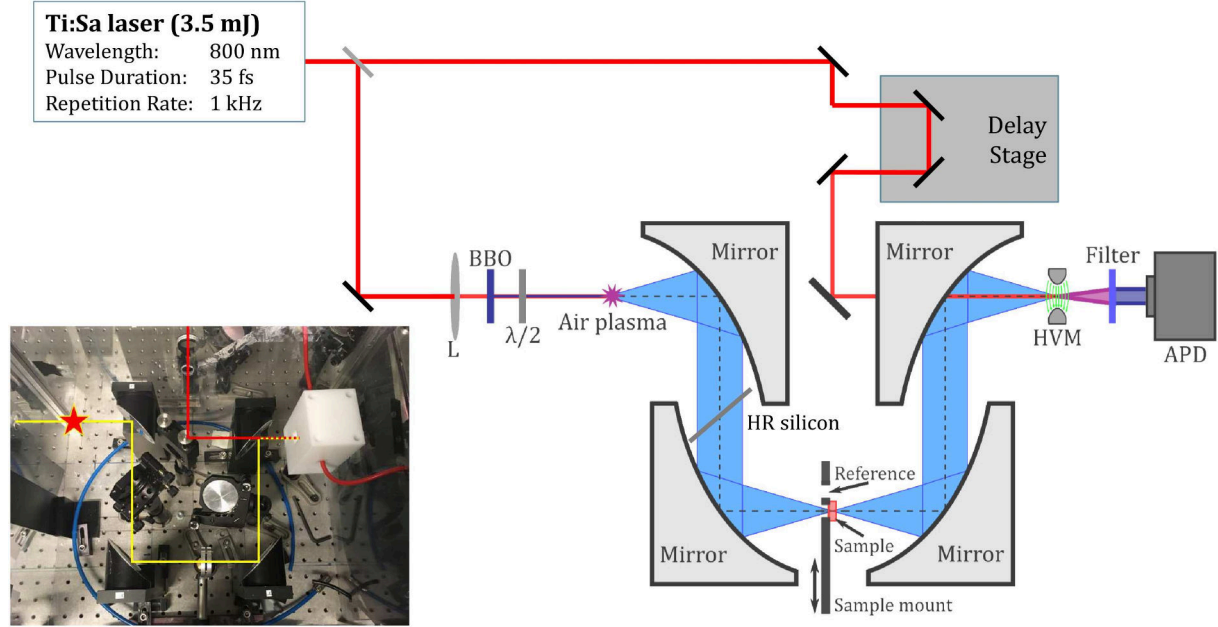


FIGURE 2.10 – Dispositif expérimental de spectroscopie ABCD en transmission utilisé à DTU. Le faisceau laser traverse une lentille (L) de distance focale 30 cm, un cristal doubleur (BBO) et une lame demi-onde ($\lambda/2$). Le plasma créé au point focal émet un rayonnement THz qui est guidé par quatre miroirs paraboliques successifs. Un filtre de silicium (HR silicon) est placé entre les deux premiers miroirs pour éliminer les composantes optiques. L'échantillon est placé entre les deuxième et troisième miroirs. Le faisceau THz transmis est couplé au faisceau sonde retardé (Delay Stage) et à un champ statique à haut voltage (HVM). La composante à 400 nm résultant du couplage de ces trois ondes dans l'air est filtrée puis détectée par une photodiode à avalanche (APD). Extrait de [88].

La technique ABCD repose sur l'excitation de la réponse Kerr de l'air, permettant l'interaction entre l'impulsion E_{THz} transmise à travers l'échantillon analysé, l'impulsion sonde E_{ω} et un champ électrique statique E_{bias} d'une valeur de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts par centimètre. Le mélange de ces trois champs génère une composante de fréquence double par rapport à celle de l'onde laser, notée $E_{2\omega}$, du fait de l'effet Kerr en $\chi^{(3)}E^3$, où $E = E_{\text{THz}} + E_{\omega} \pm E_{\text{bias}}$. L'intensité de la composante générée, filtrée puis mesurée [voir Fig. 2.10] vérifie :

$$I_{2\omega}(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} [\chi^{(3)} I_{\omega}(t)]^2 (E_{\text{THz}}^2(t - \tau) \pm E_{\text{bias}} E_{\text{THz}}(t - \tau) + E_{\text{bias}}^2) dt \quad (2.164)$$

où τ est le retard de l'impulsion sonde. La variation de ce retard à chaque tir laser (avec un taux de répétition de 1 kHz) permet de balayer l'impulsion THz générée, et donne pour chaque valeur de retard une intensité proportionnelle à l'amplitude du champ THz à l'instant τ . Le champ statique oscille entre $+E_{\text{bias}}$ et $-E_{\text{bias}}$ avec une fréquence de 500 Hz, ce qui permet d'isoler la composante voulue ($\pm I_{\omega}^2(t) E_{\text{bias}} E_{\text{THz}}(t - \tau)$) qui est la seule à osciller avec le champ statique. Ce montage donne accès à l'amplitude et à la phase du champ THz transmis par l'échantillon.

Il a permis la réalisation de spectres sur des gammes en fréquence de l'ordre de 60 THz, ce qui représente une étendue spectrale record par rapport à la plupart des techniques de détection THz pour lesquelles la largeur du spectre dépasse au mieux quelques THz. A titre d'exemple, la figure 2.11 montre un exemple de spectre en transmission, réalisé sur un échantillon d'explosif (TATB). La courbe bleue correspond à une mesure de référence (sans échantillon) et la rouge à la mesure de l'échantillon de TATB. Trois raies d'absorption du cristal de TATB se dégagent à 3.5 THz (mouvements inter-moléculaires), à 8.5 et 13 THz (mouvements intra-moléculaires).

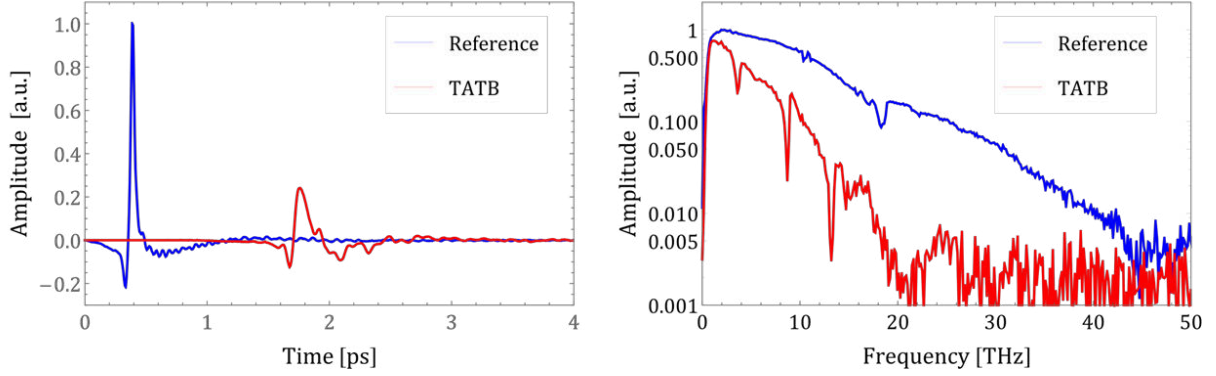


FIGURE 2.11 – (Gauche) Champs THz expérimentaux obtenus par la méthode ABCD sans échantillon (courbe bleue) ou avec un échantillon contenant un explosif (TATB) (courbe rouge). (Droite) Spectres en transmission obtenus par transformée de Fourier des champs. Extrait de [4].

2.3.4 Effets pondéromoteurs et onde plasma

La source de rayonnements THz étudiée dans la section précédente est fondée sur la structure du front d'ionisation et sur la réponse du plasma dans le champ laser (oscillations électroniques à la fréquence de l'impulsion laser). D'autres phénomènes basse-fréquence sont néanmoins susceptibles d'apparaître du fait de la réponse collective des électrons du plasma. Lorsque l'onde laser est suffisamment intense, une force basse-fréquence liée au gradient de son enveloppe (nommée force pondéromotrice) se développe et est capable de moduler la densité électronique. Dès lors, la réponse du plasma fait intervenir une fréquence d'oscillation, fonction de la densité électronique, correspondant aux oscillations des électrons autour de sites ioniques. Les fluctuations locales de densité électronique génèrent un champ électrique qui perdure après le passage de l'impulsion laser et une onde se développe dans le sillage de celle-ci.

Moment canonique transverse et force pondéromotrice

Un rayonnement électromagnétique suffisamment intense est capable de transférer une partie de son impulsion à un électron²⁵. Nous allons démontrer que ce régime apparaît lorsque l'amplitude normalisée du champ $a_0 = eE_0/m_e c \omega_0$ devient proche ou supérieure à l'unité.

Nous considérons ici un électron unique, dans le vide, soumis à une onde électromagnétique plane d'amplitude E_0 se propageant dans la direction x . En description lagrangienne, le mouvement de l'électron est décrit par :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{m_e \gamma} \times \vec{B}). \quad (2.165)$$

25. L'impulsion d'un photon de fréquence ν est donnée par $p = h\nu$, où h est la constante de Planck.

Il est alors nécessaire d'introduire le potentiel vecteur de champ électromagnétique qui vérifie $\vec{E} = -\partial_t \vec{A}$ et $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. Enfin, en utilisant le lien entre les descriptions eulérienne et particulaire $\partial_t \vec{A} = d\vec{A}/dt - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{A}$, l'équation (2.165) devient

$$\frac{d}{dt}(\vec{p} - e\vec{A}) = -e(\vec{\nabla}\vec{A}) \cdot \vec{v} \quad (2.166)$$

où l'opérateur $(\vec{\nabla}\vec{A})$ est une matrice 3×3 qui vérifie $(\vec{\nabla}\vec{A})_{ij} = \partial_i A_j$ ($i, j = 1, 2, 3$). De plus, le potentiel vecteur ne dépend que de x et est polarisé dans le plan transverse (y, z), ce qui permet d'écrire

$$\frac{dp_x}{dt} = -e\vec{v}_\perp \cdot \partial_x \vec{A}, \quad (2.167)$$

$$\frac{d}{dt}(\vec{p}_\perp - e\vec{A}) = 0. \quad (2.168)$$

L'intégration de la seconde équation avec un électron au repos avant le passage de l'onde donne l'expression du moment canonique transverse et de la force de pression longitudinale (dite force pondéromotrice) :

$$\vec{p}_\perp = e\vec{A}, \quad (2.169)$$

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{e^2}{2m_e\gamma} \partial_x \vec{A}^2. \quad (2.170)$$

Par ailleurs, multiplier l'équation (2.165) par \vec{v} mène à l'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{d}{dt} \gamma m c^2 = -e\vec{v} \cdot \vec{E} = e\vec{v} \cdot \partial_t \vec{A} \quad (2.171)$$

et il vient

$$\frac{d}{dt} \gamma m c^2 = \frac{e^2}{2m_e\gamma} \partial_t \vec{A}^2. \quad (2.172)$$

La différence entre les équations (2.172) et (2.170) donne

$$\frac{d}{dt} (\gamma m_e c^2 - p_x c) = \frac{e^2}{2m_e\gamma} (\partial_t + c\partial_x) \vec{A}^2 = 0 \quad (2.173)$$

où la seconde égalité provient de la propriété d'une onde plane définie comme $\vec{A}_0 \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)]$, qui vérifie $\partial_t \vec{A} = -c\partial_x \vec{A}$. Dès lors, l'intégration de cette équation avec la condition initiale $\gamma = 1$ mène à l'expression du facteur de Lorentz sous la forme

$$\gamma = 1 + \frac{p_x}{m_e c} \quad (2.174)$$

et finalement,

$$\frac{p_x}{m_e c} = \frac{a^2}{2}, \quad (2.175)$$

$$\gamma = 1 + \frac{a^2}{2}. \quad (2.176)$$

Ces équations lient l'impulsion longitudinale et l'énergie transférée par l'onde aux électrons en fonction de l'amplitude du champ normalisé $a = e|\vec{A}|/m_e c = e|\vec{E}|/m_e c\omega_0$. Les impulsions transverse et longitudinale varient (respectivement) en a et en a^2 , le régime $a \ll 1$ est caractérisé par

$p_x \ll p_\perp \ll m_e c$.

En notant a_{\max} la valeur maximale prise par le champ incident, soit $a_{\max} = a_0/\sqrt{1+\rho^2}$ (où $-1 \leq \rho \leq 1$ définit l'état de polarisation de l'impulsion, comme décrit en section 2.2.1), l'impulsion longitudinale maximale atteinte par l'électron vaut $p_x^{\max}/m_e c = (1+\rho^2)a_0^2/2$, ce qui montre qu'à amplitude laser maximale a_{\max} fixée la force pondéromotrice croît avec l'ellipticité du champ incident.

La force pondéromotrice ici calculée correspond à la force non-linéaire de Lorentz en $-e\vec{v} \times \vec{B}$. Dans le cas d'une impulsion laser réaliste, c'est-à-dire avec une extension transverse finie, la force pondéromotrice est un vecteur qui peut s'écrire comme

$$\vec{F}^P = -\frac{e^2}{2m_e \langle \gamma \rangle} \vec{\nabla} \langle \vec{A}^2 \rangle \quad (2.177)$$

où les symboles $\langle \rangle$ correspondent à une intégration sur une période laser. Cette expression nécessite toutefois de supposer que le plasma est peu dense et que les particules accélérées ne sont que faiblement relativistes [156]. Le facteur de Lorentz vaut $\langle \gamma \rangle = \sqrt{1 + \langle \vec{p} \rangle^2 + e^2 \langle \vec{A}^2 \rangle / m_e^2 c^2}$.

Relation de dispersion d'un plasma

Avant d'étudier la formation d'une onde plasma proprement dite, nous allons décrire la relation de dispersion d'un plasma non-collisionnel ($\nu_c \rightarrow 0$).

Nous considérons un plasma totalement ionisé à la densité électronique n_e^0 et une onde électromagnétique \vec{E} de faible amplitude ($a_0 \ll 1$). Sous ces hypothèses, la force pondéromotrice du champ électromagnétique peut être négligée dans l'équation de courant fluide (2.116), et la réponse du plasma est décrite par le courant électronique $\vec{J} = -en_e^0 \vec{v}$ qui obéit à l'équation :

$$\partial_t \vec{J} = \frac{e^2 n_e^0}{m_e} \vec{E}. \quad (2.178)$$

Le champ électromagnétique doit vérifier l'équation de Helmholtz (2.15) qui, après injection de la réponse des électrons du plasma (2.178), s'écrit

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \vec{E} = \frac{\mu_0 e^2 n_e^0}{m_e} \vec{E}. \quad (2.179)$$

Dès lors, une onde plane $E = E_0 \exp[i(kx - \omega t)]$ doit vérifier²⁶ :

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2 \quad (2.180)$$

qui est la relation de dispersion d'un plasma faisant intervenir la fréquence plasma électronique

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e^0}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.181)$$

Cette fréquence vérifie

$$\nu_{pe} [\text{THz}] = 0.9 \sqrt{n_e [10^{16} \text{cm}^{-3}]}, \quad (2.182)$$

impliquant que la fréquence plasma d'un gaz sous-dense avec une densité de l'ordre de $10^{15-20} \text{cm}^{-3}$ prend des valeurs de l'ordre de 0.1 – 100 T.

Cette relation de dispersion implique que seuls les modes $\omega \geq \omega_{pe}$ sont propagatifs [voir la figure 2.12(a)]. En outre, $k(\omega = \omega_{pe}) = 0$ est un mode autorisé mais non-propagatif²⁷. Il s'agit

26. La neutralité électrique du plasma $\rho = 0$ implique que $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$.

27. Pour $\omega < \omega_{pe}$, le vecteur d'onde est imaginaire et l'onde est amortie.

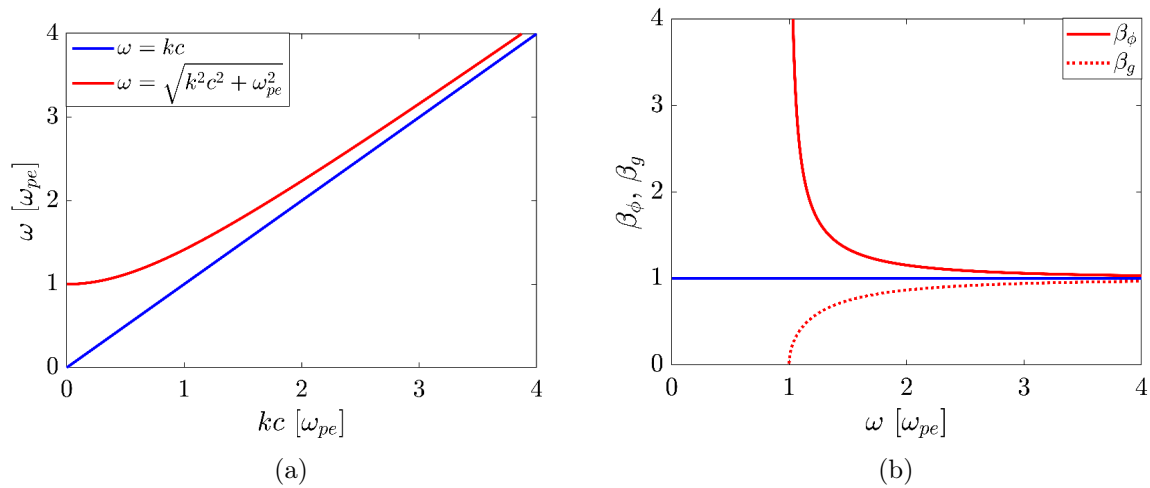


FIGURE 2.12 – (a) Relation de dispersion du vide (courbe bleue) et d'un plasma de fréquence plasma ω_{pe} (courbe rouge). (b) Vitesse de phase (courbes pleines) et vitesse de groupe (courbes pointillées) d'une onde électromagnétique dans un plasma de fréquence plasma ω_{pe} (courbes rouges) ou dans le vide (courbes bleues).

de l'oscillation propre du plasma qui génère un champ électrostatique dû à la modulation de la densité locale d'électrons oscillant autour de sites ioniques, comme détaillé dans la section suivante.

Inversement, la condition $\omega > \omega_{pe}$ donne une condition sur la densité électronique pour qu'une fréquence donnée soit autorisée dans le plasma et en deçà de laquelle l'onde laser peut se propager dans le plasma (vecteur d'onde réel non nul). Cette densité, nommée densité critique, s'écrit :

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \simeq \frac{1.11 \times 10^{21}}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \text{cm}^{-3} \quad (2.183)$$

La densité critique permet de ranger les plasmas en deux catégories pour un rayonnement donné, les plasmas sous-denses ($n_e < n_c$) et les plasmas sur-denses ($n_e > n_c$).

La relation de dispersion permet aussi de définir l'indice optique

$$n(\omega) = \frac{ck(\omega)}{\omega} \quad (2.184)$$

soit :

$$n(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad (2.185)$$

la vitesse de phase $v_\phi = \omega/k$:

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}} \quad (2.186)$$

et la vitesse de groupe $v_g = \partial_k \omega = c^2 k / \omega$:

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}. \quad (2.187)$$

Les vitesses de phase et de groupe vérifient $v_\phi v_g = c^2$ [voir la figure 2.12(b)].
La permittivité diélectrique du plasma est définie par

$$\epsilon(\omega) = n^2(\omega) \quad (2.188)$$

et permet de réécrire l'équation (2.179) sous la forme

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{\epsilon}{c^2} \partial_t^2 \vec{E} = 0. \quad (2.189)$$

Onde de Langmuir

Supposons l'existence d'une modulation de la densité dans un plasma de densité moyenne n_e^0 . Par souci de simplicité, le plasma est unidimensionnel ($\partial_y = \partial_z = 0$). Dès lors, un champ électrique longitudinal se forme selon l'équation de Maxwell-Gauss (2.1) :

$$\partial_x E_x = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.190)$$

et l'équation de Helmholtz devient

$$(\partial_t^2 + \omega_{pe}^2) E_x = 0. \quad (2.191)$$

Le champ généré dans le plasma par la modulation de la densité électronique oscille à la fréquence plasma. Physiquement, il s'apparente à une force de rappel qui s'oppose à la séparation de charges initiales. Le champ généré est électrostatique ($k = 0$ comme démontré précédemment) et n'est donc pas susceptible de transporter de l'énergie ou de rayonner dans le vide. La section suivante décrit le principe de génération d'une telle onde par l'intermédiaire de la force pondéromotrice d'une impulsion laser femtoseconde.

Onde plasma 1D induite par la force pondéromotrice laser dans un plasma sous-dense

En dimension 1D il est possible de dériver un modèle exact prenant en compte la force pondéromotrice, sous réserve de faire l'hypothèse quasi-statique selon laquelle la réponse du plasma est stationnaire dans le système de coordonnées qui suit l'impulsion laser.

Le modèle fait intervenir la force pondéromotrice dérivée dans la section précédente, mais aussi la force de rappel due au champ électrostatique généré par les modulations de la densité électronique par l'intermédiaire du potentiel scalaire ϕ . Enfin, l'ionisation est prise en compte et constitue un autre terme source pour le sillage. Ce terme est particulièrement important lorsque la longueur d'onde laser est élevée [157].

En dimension 1D, les dérivées transverses sont négligées ($\partial_y = \partial_z = 0$). Nous nous plaçons en outre dans le système de coordonnées comobiles du faisceau laser $\xi = x - c\beta_g t$, $\tau = t$ ($c\beta_g$ est la vitesse de groupe de l'impulsion) qui vérifient $\partial_x = \partial_\xi$, $\partial_t = \partial_\tau - c\beta_g \partial_\xi$. L'onde laser se déplace selon l'axe x et est polarisé dans le plan (y, z) , dont les vecteurs sont indicés par le symbole \perp . L'équation de Maxwell-Gauss (2.6), l'équation de continuité (2.104) et l'équation d'évolution de

l'impulsion (2.115) s'écrivent alors :

$$\partial_\xi^2 \phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_e^0), \quad (2.192)$$

$$(\partial_\tau - v_g \partial_\xi)(n_e - n_e^0) + \partial_\xi (n_e v_x) = 0, \quad (2.193)$$

$$(\partial_\tau - v_g \partial_\xi) p_x + v_x \partial_\xi p_x = e \partial_\xi \phi - e \vec{v}_\perp \cdot \partial_\xi \vec{A}_\perp - \frac{\mathcal{S}_e}{n_e} p_x, \quad (2.194)$$

$$(\partial_\tau + (v_x - v_g) \partial_\xi)(\vec{p}_\perp - e \vec{A}_\perp) = -\frac{\mathcal{S}_e}{n_e} \vec{p}_\perp. \quad (2.195)$$

Dans le cas d'un plasma pré-ionisé, $\mathcal{S}_e = 0$, l'équation (2.195) retrouve la forme $\vec{p}_\perp = e \vec{A}_\perp$ et la force pondéromotrice s'écrit comme précédemment $-e^2/(2m_e \gamma) \partial_x \vec{A}_\perp^2$.

L'application de l'hypothèse quasi-statique, signifiant que les champs basse-fréquence sont stationnaires dans le système de coordonnées (ξ, τ) , soit $\partial_\tau = 0$, donne alors

$$\partial_\xi^2 \phi = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_e^0), \quad (2.196)$$

$$n_e = \beta_g \frac{n_e^0}{\beta_g - \beta_x}, \quad (2.197)$$

$$(v_x - v_g) \partial_\xi p_x = e \partial_\xi \phi - e \vec{v}_\perp \cdot \partial_\xi \vec{A}_\perp + v_g \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e} p_x, \quad (2.198)$$

$$\partial_\xi (\vec{p}_\perp - e \vec{A}_\perp) = \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \vec{p}_\perp. \quad (2.199)$$

Ce système de quatre équations à quatre inconnues $(\vec{p}_\perp, p_x, n_e, \phi)$ peut être résolu numériquement en prenant en compte l'ionisation du milieu. Un tel algorithme de résolution est présenté en section 2.5.2, où un terme de collision électronique (négligé dans la section actuelle) a été pris en compte. Il fait appel à un système de normalisations des unités faisant notamment intervenir les paramètres de l'électron (e, m_e) ainsi qu'un temps et une distance normalisés, respectivement ω_0^{-1} et $c\omega_0^{-1}$ (voir la description de ce système de normalisation en section 2.5.1).

Dans ce système d'unités et en considérant un plasma pré-ionisé ($\partial_\xi n_e^0 = 0$), les équations (2.198) et (2.199) s'écrivent :

$$(\beta_x - \beta_g) \partial_\xi p_x = \partial_\xi \phi - \frac{1}{2\gamma} \partial_\xi^2 a_\perp^2, \quad (2.200)$$

$$\vec{p}_\perp = \vec{a}_\perp, \quad (2.201)$$

où $\vec{a}_\perp \rightarrow e \vec{A}_\perp / m_e c$ et $\phi \rightarrow e \phi / m_e c^2$ sont les potentiels vecteur et scalaire en unités normalisées. Le facteur de Lorentz s'écrit alors $\gamma^2 = 1 + p_x^2 + a_\perp^2$ après application de l'équation (2.201). Dès lors, l'équation (2.200) mène à

$$-\beta_g \partial_\xi p_x = \partial_\xi \phi - \frac{1}{2\gamma} \partial_\xi^2 a_\perp^2 + \frac{p_x}{\gamma} \partial_\xi p_x, \quad (2.202)$$

$$-\beta_g \partial_\xi p_x = \partial_\xi (\phi - \gamma), \quad (2.203)$$

soit en intégrant sur l'intervalle $[\xi, +\infty[$:

$$\gamma(1 - \beta_g \beta_x) = 1 + \phi. \quad (2.204)$$

Le facteur de Lorentz s'écrivant de façon équivalente comme $\gamma^2 = (1 + a_\perp^2)/(1 - \beta_x^2)$, les équations (2.197) et (2.204) mènent à

$$\frac{n_e}{n_e^0} = \gamma_g^2 \beta_g \left[\left(1 - \frac{1 + a_\perp^2}{\gamma_g^2 (1 + \phi)^2} \right)^{-1/2} - \beta_g \right] \quad (2.205)$$

où $\gamma_g = (1 - \beta_g^2)^{-1/2}$. Puis en injectant dans l'équation (2.196) nous obtenons l'équation différentielle non-linéaire décrivant l'évolution du potentiel scalaire de l'onde de sillage excitée par le champ laser \vec{a}_\perp :

$$\partial_\xi^2 \phi = k_{pe}^2 \gamma_g^2 \left[\beta_g \left(1 - \frac{1 + a_\perp^2}{\gamma_g^2 (1 + \phi)^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] \quad (2.206)$$

où $k_{pe} = \omega_{pe}/c$. Cette équation non-linéaire doit être résolue numériquement.

L'évolution du champ laser en interaction avec le plasma, nécessaire pour fermer le système d'équations, est donnée par l'équation de Helmholtz (2.15), qui s'écrit :

$$(\partial_x^2 - \partial_t^2) \vec{a}_\perp = \frac{n_e}{\gamma} \vec{p}_\perp. \quad (2.207)$$

Dans la limite $\beta_x \ll \beta_g$, soit $a_\perp \ll 1$ (laser faiblement relativiste), et en négligeant l'ionisation, les équations (2.197)-(2.199) deviennent :

$$n_e = n_e^0 \left(1 + \frac{\beta_x}{\beta_g} \right), \quad (2.208)$$

$$-\beta_g \partial_\xi \beta_x = \partial_\xi \phi - \frac{1}{2} \partial_\xi a_\perp^2, \quad (2.209)$$

$$\vec{p}_\perp = \vec{a}_\perp. \quad (2.210)$$

L'équation (2.209) peut être intégrée en $\phi + \beta_g \beta_x = a_\perp^2/2$, puis en combinant cette relation aux équations (2.196) et (2.208), il vient :

$$\beta_g^2 \partial_\xi^2 \phi + k_{pe}^2 \phi = k_{pe}^2 \frac{a_\perp^2}{2} \quad (2.211)$$

soit après résolution

$$\phi(\xi) = \frac{k_{pe}^2}{2\beta_g^2} \int_\xi^{+\infty} a_\perp^2(\xi') \sin \left[\frac{k_{pe}}{\beta_g} (\xi - \xi') \right] d\xi' \quad (2.212)$$

dont la condition de résonance $\omega_{pe} \sigma_0/2 \sim 1$ (où $\sigma_0 = \tau_0/\sqrt{2 \ln 2}$ est la largeur à $1/e$ de l'amplitude du champ électrique laser) peut être déduite, soit

$$c\tau_0 \sim \sqrt{2 \ln 2} \lambda_{pe}/\pi \simeq 0.37 \lambda_{pe} \quad \text{28}. \quad (2.213)$$

Lorsque cette condition est vérifiée, le sillage est efficacement excité par l'onde laser.

La figure 2.13 montre les résultats obtenus à partir de la résolution d'un modèle quasi-statique 0D numérique (détaillé en section 2.5.2) équivalent. La perturbation de la densité électronique $\delta n_e = n_e - n_e^0$ due à la force pondéromotrice laser ainsi que le champ électrique longitudinal E_x correspondant exhibent des oscillations harmoniques lorsque l'amplitude normalisée du champ

28. Cette condition est souvent approchée sous la forme $c\tau_0 \sim \lambda_{pe}/2$.

laser est faible devant 1 [$a_0 = 0.2$ en (a) et (b)]. La longueur d'onde de ces oscillations est égale à la longueur d'onde plasma λ_{pe} . Lorsque $a_0 = 2$ [Fig. 2.13(c)], les quantités montrées sont toujours périodiques mais ne sont plus harmoniques : la densité électronique est constituée d'une succession de pics intenses et de zones de densité quasi-constantes, et le champ électrique prend une forme en dents de scie avec une dérivée très élevée localisée aux abscisses des pics de densité électronique. En outre, la longueur d'onde effective de cette onde de sillage est légèrement supérieure à la longueur d'onde plasma. Il s'agit de la longueur d'onde plasma relativiste, qui peut s'approcher comme $\tilde{\lambda}_{pe} \approx \sqrt{\gamma}\lambda_{pe}$, et qui s'explique par la modification relativiste de la masse des électrons sous la forme $\tilde{m}_e = \gamma m_e$. Ici, γ correspond au facteur de Lorentz moyen des électrons dans le sillage. De façon similaire, la fréquence plasma relativiste est définie comme :

$$\tilde{\omega}_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\gamma}}. \quad (2.214)$$

En outre, les figures (a) et (b) démontrent l'importance de choisir une durée d'impulsion laser résonnante : l'amplitude des oscillations de l'onde plasma est de l'ordre de 1.5 fois plus élevée en figure (b) ($\omega_{pe}\sigma_0/2 \simeq 1$) qu'en figure (a) ($\omega_{pe}\sigma_0/2 \simeq 2$), et ce malgré le fait que l'énergie laser soit plus élevée en (a) qu'en (b).

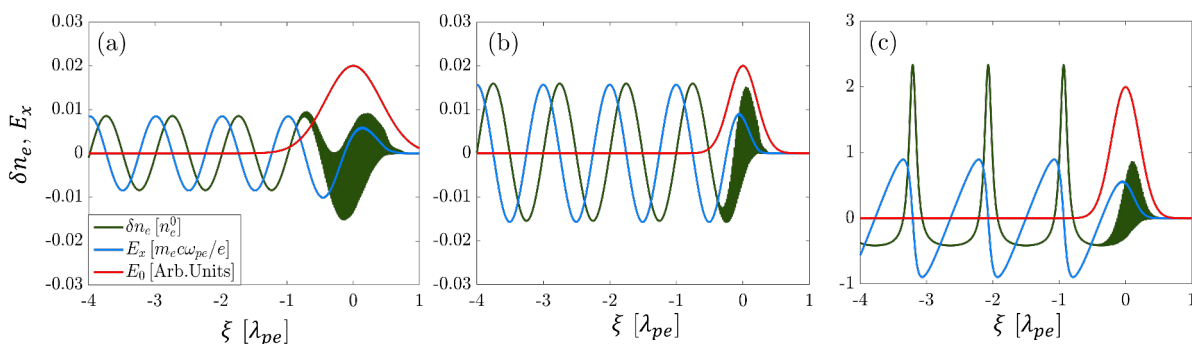


FIGURE 2.13 – Perturbation électronique $\delta n_e = n_e - n_e^0$ (courbes vertes) et champ électrique longitudinal $E_x = -\partial_x \phi$ (courbes bleues) obtenus à partir de la résolution des équations quasi-statiques 1D, dans un plasma d'hélium à la densité électronique d'équilibre $n_e^0 = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$, $\lambda_{pe} = 30 \mu\text{m}$) excité par la force pondéromotrice d'une impulsion laser localisée en $\xi = 0$ (courbes rouges, en unités arbitraires) paramétrée par (a) $a_0 = 0.2$, $\omega_{pe}\sigma_0/2 = 1.86$, (b) $a_0 = 0.2$, $\omega_{pe}\sigma_0/2 = 0.93$, (c) $a_0 = 2$, $\omega_{pe}\sigma_0/2 = 0.93$. δn_e et E_x sont respectivement normalisés par n_e^0 et par $m_e c \omega_{pe} / e = 1.76 \times 10^4 \text{ V.m}^{-1}$. Les distances sont données en longueurs d'onde plasma λ_{pe} .

2.3.5 Photocourants en régime relativiste

Lorsqu'un laser intense à deux couleurs interagit avec un gaz sous-dense, le phénomène de génération d'impulsions THz par photo-ionisation, décrite en section 2.3.2, est capable de se coupler avec l'onde plasma décrite à la section précédente. Il est possible de dériver un modèle « semi-quasi-statique » dans lequel les quantités sont considérées quasi-statiques, à l'exception du rayonnement THz. Celui-ci est issu d'un développement perturbatif du champ électrique total [103], permettant la résolution de l'équation d'onde.

Le potentiel vecteur et l'impulsion transverses sont décomposés en une composante laser \vec{a}_L , \vec{p}_L et une composante d'amplitude plus faible $\delta \vec{a}_\perp$, $\delta \vec{p}_\perp$ qui rend compte du champ THz généré dans le plasma :

$$\vec{a}_\perp = \vec{a}_\perp^L + \delta\vec{a}_\perp. \quad (2.215)$$

L'équation (2.199) se décompose en

$$\partial_\xi(\vec{p}_\perp^L - \vec{a}_\perp^L) = -\frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e} \vec{p}_\perp^L, \quad (2.216)$$

$$\delta\vec{p}_\perp = \delta\vec{a}_\perp. \quad (2.217)$$

$$(2.218)$$

La densité électronique et l'impulsion \vec{p}_L sont résolues selon ξ avec le modèle numérique décrit en section 2.5.2, puis le champ THz est calculé selon le modèle décrit dans la suite.

L'équation de Helmholtz (2.15) en dimension 1 s'écrit, après changement de coordonnées²⁹ $\xi = x - t$, $\tau = t$:

$$(-\partial_\tau + 2\partial_\xi)\partial_\tau\delta\vec{a}_\perp = \frac{n_e}{\gamma}(\vec{p}_L + \delta\vec{a}_\perp), \quad (2.219)$$

où $\gamma = \sqrt{1 + \vec{p}_L^2}$. La transformée de Laplace selon τ (voir [Formulaire](#)) de cette équation donne alors

$$(-s + 2\partial_\xi)s\widehat{\delta\vec{a}}_\perp - \frac{n_e(\xi)}{\gamma(\xi)}\widehat{\delta\vec{a}}_\perp = \frac{n_e(\xi)}{\gamma(\xi)s}\vec{p}_L \quad (2.220)$$

où s est la variable conjuguée de τ et $\tilde{\omega}_{pe}(\xi) \equiv \sqrt{n_e(\xi)/\gamma(\xi)}$ s'interprète comme la fréquence plasma relativiste locale [Eq. (2.214)]. L'équation différentielle obtenue peut être résolue en ξ ³⁰ ce qui donne

$$\widehat{\delta\vec{a}}_\perp = \int_0^\xi \exp\left[\frac{1}{2}\int_{\xi'}^\xi \left(s + \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2}{s}\right) d\xi''\right] \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2(\xi')}{2s^2} \vec{p}_L d\xi'. \quad (2.221)$$

Cette relation peut être inversée grâce à la relation vérifiée par la transformée inverse de Laplace³¹ qui fait intervenir la fonction de Bessel d'ordre 1, J_1 :

$$\mathcal{L}^{-1}\left[\frac{1}{s^2}\exp\left(as + \frac{b}{s}\right)\right] = \sqrt{\frac{\tau+a}{|b|}}J_1\left(2\sqrt{|b|}\sqrt{\tau+a}\right)\mathcal{H}(\tau+a), \quad (2.222)$$

et ainsi :

$$\delta\vec{a}_\perp = \int_{\xi+2\tau}^\xi \sqrt{\frac{2\tau+\xi-\xi'}{\xi'}} \frac{J_1\left(\sqrt{\int_\xi^{\xi'} \tilde{\omega}_{pe}^2 d\xi''} \sqrt{2\tau+\xi-\xi'}\right)}{2} \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2(\xi')}{2} \vec{p}_L d\xi'. \quad (2.223)$$

Cette solution contient un terme-source (non-nul dans la zone laser) en $n_e\vec{p}_L/\gamma$ qui correspond aux photocourants, où la densité électronique suit le profil d'ionisation du plasma. Le reste de

29. Il est nécessaire de faire l'approximation $\beta_g \approx 1$ dans cette équation.

30. On suppose ici que toutes les fonctions sont nulles pour $\xi \geq 0$, pour des raisons de causalité.

31. La fonction de Heaviside \mathcal{H} est absente des publications dont est issu ce modèle [103], pourtant elle est essentielle pour assurer la définition de la racine carrée $\sqrt{\tau+a}$ lorsque $\tau < -2\xi$.

l'intégrande est définie hors de la zone laser et rend compte de l'effet des oscillations du plasma sous l'effet de la force pondéromotrice. L'intégrale peut s'écrire de façon équivalente, en revenant aux coordonnées (x, t) :

$$\delta \vec{a}_\perp = \int_{\xi+t}^{\xi-t} \frac{x+t-\xi'}{\xi'} J_1 \left(\sqrt{\int_{x-t}^{\xi'} \tilde{\omega}_{pe}^2 d\xi''} \sqrt{x+t-\xi'} \right) \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2(\xi')}{2} \vec{p}_L d\xi'. \quad (2.224)$$

Cette dernière équation est comparée avec des résultats issus de simulations PIC [voir Fig. 2.14], dans un cas non-relativiste ($a_0 = 3.8 \times 10^{-2}$) identique à celui des figures 2.9(e,f), et dans un cas relativiste ($a_0 = 3.8$) identique à l'exception de la valeur de l'intensité laser. Dans le cas non-relativiste, le modèle analytique permet de retrouver la fréquence plasma dans le spectre [Fig. 2.14(b)], qui correspond aux oscillations aux temps longs dans l'impulsion THz [Fig. 2.14(a)]. En régime relativiste [Fig. 2.14(c,d)], des répliques apparaissent aux temps longs, avec une longueur d'onde correspondant à la longueur d'onde plasma. La figure 2.14 permet aussi d'illustrer la saturation de la génération de champ THz par les photocourants en régime relativiste : la multiplication de l'amplitude laser par un facteur 100 (de $a_0 = 3.8 \times 10^{-2}$ à $a_0 = 3.8$) ne conduit qu'à une augmentation d'un facteur 2 en amplitude sur le champ THz. L'efficacité de conversion laser-THz en énergie s'effondre d'un facteur de l'ordre de $(100/2)^2 = 2500$ entre les deux régimes d'intensité décrits ici.

2.3.6 Régime d'interaction ultra-relativiste

Lorsque l'amplitude du champ laser devient suffisamment intense (c'est-à-dire lorsque $a_0 \gg 1$), une grande variété de phénomènes fortement non-linéaires est susceptible d'être mise en jeu, tels que la formation d'une cavité vide d'électrons (régime de bulle / blowout) et l'accélération d'électrons par l'onde de sillage laser.

Accélération d'électrons

Considérons un électron situé dans le sillage de l'onde laser, en dimension 1D. Sa vitesse vérifie $v_x = dx/dt = d(\xi + \beta_g t)/dt = d\xi/dt + \beta_g$, et $v_x = p_x/\gamma$ mène à :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{p_x}{\sqrt{1 + a_\perp^2 + p_x^2}} - \beta_g. \quad (2.225)$$

En outre, l'équation (2.170) en présence d'un champ électrique longitudinal $E_x = -\partial_\xi \phi$ devient

$$\frac{dp_x}{dt} = \partial_\xi \phi - \frac{1}{2\sqrt{1 + a_\perp^2 + p_x^2}} \partial_\xi a_\perp^2. \quad (2.226)$$

En notant H l'Hamiltonien de l'électron, les équations du mouvement en dynamique Hamiltonienne étant de la forme

$$\frac{d\xi}{dt} = \partial_{p_x} H, \quad (2.227)$$

$$\frac{dp_x}{dt} = -\partial_\xi H, \quad (2.228)$$

il vient

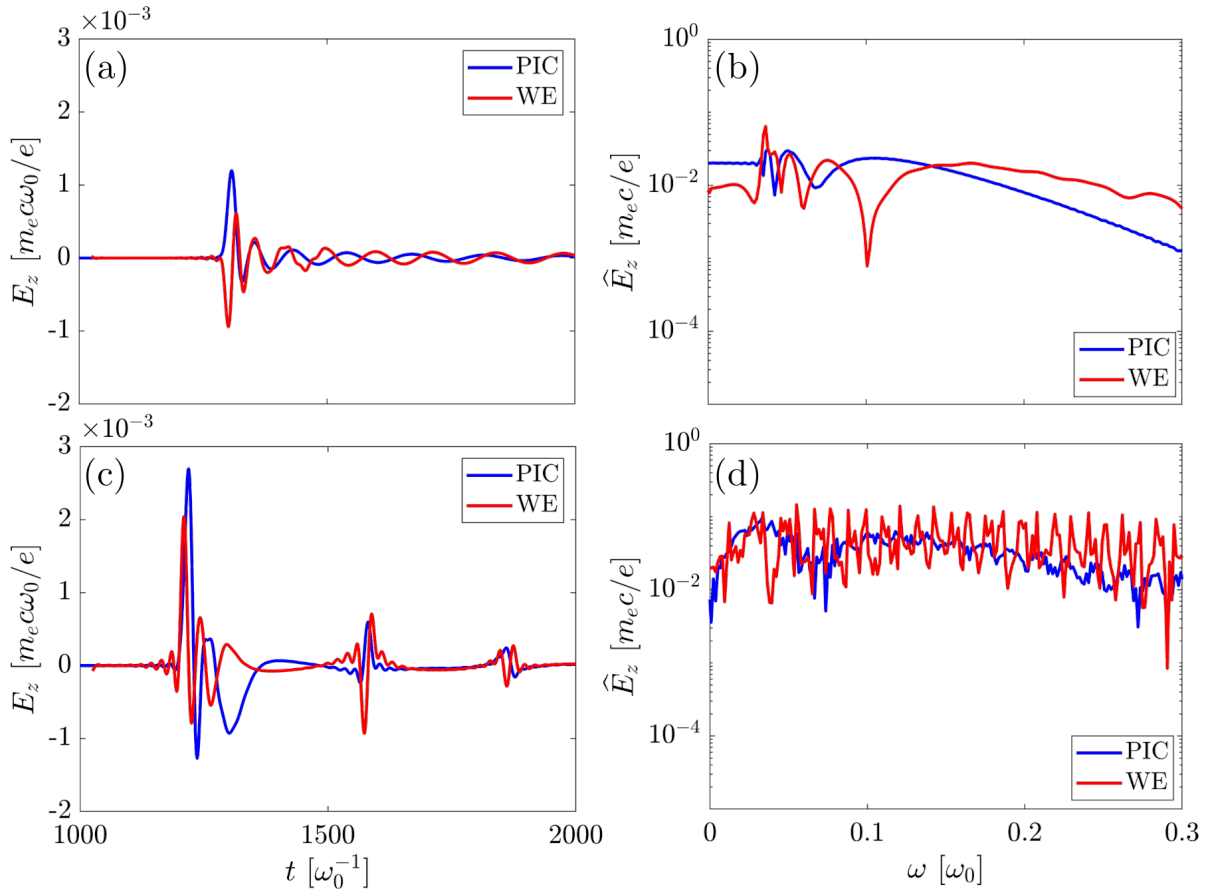


FIGURE 2.14 – Comparaison entre (a,c) les champs et (b,d) les spectres correspondants obtenus grâce à des simulations PIC 1D (courbes bleues) et les résultats équivalents issus de la résolution de l'équation (2.224) dérivant de l'équation d'onde (WE pour « Wave Equation ») (courbes rouges), estimés à partir des grandeurs fluides obtenues en résolvant numériquement les équations décrites en section 2.5.2. L'impulsion laser, d'une durée $\tau_0 = 35$ fs FWHM, a une intensité de (a,b) $I_0 = 2 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, soit une amplitude normalisée $a_0 = 3.8 \times 10^{-2}$, ou (c,d) $I_0 = 2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, soit une amplitude normalisée $a_0 = 3.8$. La longueur d'onde du fondamental est $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, une seconde harmonique est ajoutée avec une fraction en énergie $r = 0.1$. Le déphasage initial entre les deux couleurs vaut $\pi/2$. Le faisceau laser ionise l'hélium à la densité initiale de neutres (a,b) $n_a = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($Z^* = 1$) ou (c,d) $n_a = 6.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($Z^* = 2$). Dans les deux cas, $\nu_{pe} = 10 \text{ THz} = 0.033 \omega_0 / 2\pi$. Les unités des axes sont données en unités normalisées (voir section 2.5.1), avec $m_e c \omega_0 / e = 3211 \text{ GV.m}^{-1}$, $\omega_0^{-1} = 0.53 \text{ fs}$ et $0.3 \omega_0 = 90 \text{ THz}$ est la fréquence de coupure $\nu_{co} / 2\pi$. Les spectres et champs PIC sont mesurés après une propagation de $200 \mu\text{m}$ dans le plasma.

$$H(\xi, p_x) = \sqrt{1 + a_\perp^2 + p_x^2} - \beta_g p_x - \phi. \quad (2.229)$$

H ne dépend ainsi que de ξ . Il est donc conservé, et en notant H_0 , l'énergie initiale de l'électron, il vient

$$p_x^\pm(\xi) = \beta_g \gamma_g^2 (H_0 + \phi) \pm \gamma_g \sqrt{\gamma_g^2 (H_0 + \phi)^2 - (1 + a_\perp^2)}. \quad (2.230)$$

Les électrons « fluides » sont initialement au repos, et vérifient donc $H_0 = 1$. Leur trajectoire

dans l'espace des phases vérifie donc

$$p_x^{\text{fluide}}(\xi) = \beta_g \gamma_g^2 (1 + \phi) - \gamma_g \sqrt{\gamma_g^2 (1 + \phi)^2 - (1 + a_\perp^2)}. \quad (2.231)$$

La trajectoire d'un électron est définie à la condition que $\gamma_g^2 [H_0 + \phi(\xi)]^2 - [1 + a_\perp^2(\xi)] \geq 0$ pour tout ξ . Ceci impose une condition sur H_0 , de la forme $H_0 \geq H_s$, avec

$$H_s = \max \left[\frac{\sqrt{1 + a_\perp^2}}{\gamma_g} - \phi \right] = \frac{\gamma_\perp}{\gamma_g} - \phi_{\min}, \quad (2.232)$$

où $\gamma_\perp = \sqrt{1 + a_\perp^2}$ et ϕ_{\min} est la valeur minimale atteinte par le potentiel vecteur. Lorsque $H_0 \geq H_s$, l'orbite est ouverte et l'électron est dépassé par l'impulsion laser et s'éloigne vers $\xi \rightarrow -\infty$. En revanche, lorsque $H_0 \leq H_s$, l'électron reste piégé dans une orbite fermée.

Le principe de l'accélération par sillage laser est de placer des électrons sur de telles orbites fermées. Dans le cas de l'auto-injection, l'intensité laser est suffisante pour que la séparatrice se confonde avec l'orbite fluide. Dans ce régime, les électrons fluides arrivent à atteindre la vitesse v_g , et l'équation (2.194) devient

$$\partial_\tau p_x = \partial_\xi \phi \quad (2.233)$$

pour les électrons hors de la zone laser. Cette équation interdit de faire l'approximation quasi-statique et décrit l'accélération continue des électrons piégés dans l'onde de sillage décrite par le potentiel scalaire ϕ .

En pratique, l'accumulation d'une charge de plus en plus importante dans l'onde de sillage engendre un phénomène de « beamloading » qui atténue l'amplitude de l'onde de sillage et limite l'auto-injection.

Jusqu'ici le phénomène d'accélération électronique a été envisagé en dimension 1D. Or les forces transverses liées à l'onde de sillage jouent un rôle important en pratique. En particulier, les forces électrostatiques transverses sont susceptibles de focaliser le faisceau d'électrons. Nous allons ici donner quelques éléments de physique concernant le régime dit de la bulle (ou de blowout).

Régime de bulle / blowout en dimension 3

Lorsque $a_0 \gtrsim 4$ et sous certaines conditions que nous spécifions ici, l'impulsion laser est capable d'expulser hors de l'axe tous les électrons rencontrés sur son passage. Une cavité vide de tout électron se forme immédiatement à l'arrière de celle-ci [voir la figure 2.15] : il s'agit du régime de la bulle [96, 158] ou de blowout [97, 159, 160].

Sous les hypothèses de quasi-staticité et d'axisymétrie de l'onde de sillage, la forme de la cavité est décrite par la distance entre l'axe de propagation et la paroi de la cavité vide d'électrons : $r_b(\xi)$. Dans leurs travaux [97, 159], W. Lu et al. supposent que $r_b(\xi)$ correspond aussi à la trajectoire d'un électron, ce qui permet de faire le lien entre la forme de la cavité et les équations du mouvement des électrons.

La cavité prend une forme approximativement sphérique (de rayon R) lorsque la force pondéromotrice est équilibrée par la force de rappel des ions de la cavité, ce qui conduit à la condition suivante :

$$k_{pe} R \simeq k_{pe} w_0 = 2\sqrt{a_0}, \quad (2.234)$$

où $k_{pe} = \omega_{pe}/c$. Une telle structure génère des champs électrostatiques capables d'accélérer des électrons, selon le même principe qu'en section précédente. Le champ accélérateur [Fig. 2.16(a)]

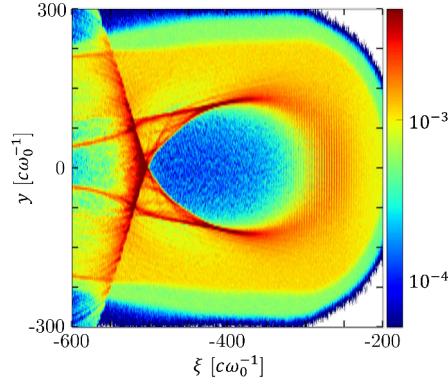


FIGURE 2.15 – Profil de densité électronique ($n_e^0 = 1.11 \times 10^{-3} n_c = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) dans le sillage d'une impulsion laser ultra-intense ($a_0 = 4$ pour une longueur d'onde laser $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$), située en $\xi = -300 c\omega_0^{-1}$, avec une durée $c\tau_0$ et une largeur transverse w_0 (FWHM) identiques et égales à $66 c\omega_0^{-1} = 10.5 \mu\text{m}$. Les distances sont données en $c\omega_0^{-1} = 0.16 \mu\text{m}$ et la densité électronique en n_c . Résultats issus de simulations PIC 2D.

et le champ focalisant [Fig. 2.16(b)] sont respectivement donnés (en unités normalisées) par la force de Lorentz longitudinale et transverse, pour un électron en mouvement à $v_x \sim c$:

$$E_{\text{acc}} = E_x = \frac{n_e}{2} \zeta, \quad (2.235)$$

$$E_{\text{foc}} = E_r - B_\theta = \frac{n_e}{2} r. \quad (2.236)$$

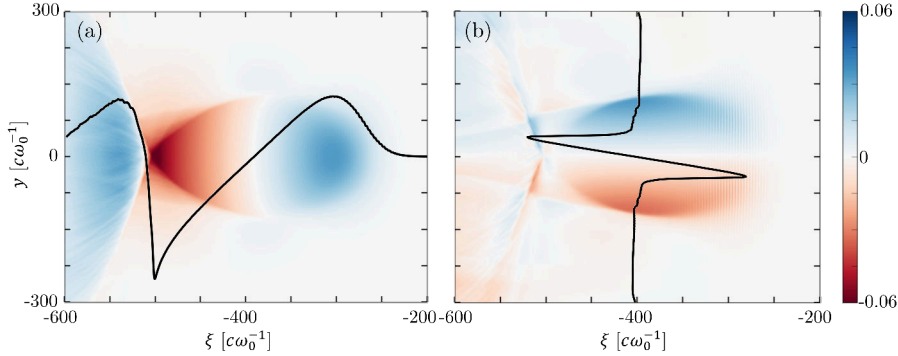


FIGURE 2.16 – Champs (a) accélérateur E_x et (b) focalisant E_y correspondant au cas de la figure 2.15, exprimés en $m_e c \omega_0 / e = 3211 \text{ GV.m}^{-1}$. Les courbes noires correspondent à une coupe selon (a) $y = 0 c\omega_0^{-1}$ et (b) $\xi = -400 c\omega_0^{-1}$. Les distances sont données en $c\omega_0^{-1} = 0.16 \mu\text{m}$.

Ici, ζ est la distance au centre de la bulle et r la distance à l'axe de propagation. Ainsi, les électrons injectés en $\zeta = -R$ sont accélérés jusqu'au centre de la bulle ($\zeta = 0$), puis décélérés en $\zeta > 0$. La force de focalisation du sillage ($-eE_{\text{foc}}$) est en revanche toujours dirigée vers l'axe de propagation : le champ électromagnétique à l'intérieur de la bulle est toujours focalisant. Ainsi, les électrons sont accélérés jusqu'à atteindre le centre de la bulle, où leur énergie est maximale. Ce processus opère sur une distance nommée distance de déphasage. L'autre phénomène limitant l'accélération électronique est la déplétion de l'impulsion laser, qui perd de l'énergie au fur et à mesure de sa propagation en la transférant à l'onde de sillage. La vitesse de déplétion a été

estimée [161] comme $v_{\text{depl}} = c\omega_{pe}^2/\omega_0^2$ et la longueur de déplétion comme $L_{\text{depl}} = \frac{c^2\tau_0}{v_{\text{depl}}} = \frac{\omega_0^2}{\omega_{pe}^2}c\tau_0$. La vitesse de déplétion permet aussi d'estimer la vitesse de groupe effective de l'onde de sillage, comme $v_{\text{wake}} = v_g - v_{\text{depl}} = c(1 - \frac{3\omega_{pe}^2}{2\omega_0^2})$; puis la longueur de déphasage par la relation $cR = (c - v_{\text{wake}})L_{\text{deph}}$, soit $L_{\text{deph}} = \frac{2\omega_0^2}{3\omega_{pe}^2}R$.

Le processus d'accélération électronique est optimisé lorsque $L_{\text{depl}} = L_{\text{deph}}$, ce qui conduit finalement à la condition

$$c\tau_0 \simeq \frac{2}{3}w_0. \quad (2.237)$$

Rayonnement de Transition

Un paquet d'électrons traversant à vitesse constante une interface entre deux milieux de propriétés dispersives différentes est attendu générer un champ électromagnétique, assurant la continuité des champs électrique et magnétique à l'interface.

Cet effet a été prédit en 1945 par V. L. Ginzburg et I. M. Franck [162]. Bien que dans un milieu homogène l'émission de rayonnement électromagnétique ne puisse en théorie être réalisée que par une particule accélérée [129], une particule chargée dont le champ est écranté par le milieu dans lequel elle se trouve et qui passe brutalement dans le vide peut être vue comme apparaissant soudainement, avec une vitesse $v(t) = v_0\mathcal{H}(t - t_0)$ et une accélération $\dot{v} = v_0\delta(t - t_0)$.

Une autre façon de comprendre le Rayonnement de Transition (TR, pour « Transition Radiation ») est la suivante. Une particule chargée (comme un électron) génère un champ électrostatique décrit par

$$\vec{E}' = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 r'^2} \vec{u} \quad (2.238)$$

où $r\vec{u}$ est la position de l'observateur par rapport à la particule. L'indice « ' » indique que ce champ est considéré dans le référentiel de la particule en mouvement. Dans le référentiel du laboratoire, le champ correspondant (le champ propre), « attaché » à la particule en mouvement, est donnée par la transformation de Lorentz, et contient une composante magnétique.

Le champ propre d'une particule qui se déplace dans un milieu matériel engendre une réponse du milieu, soit une polarisation locale (dans le cas d'un diélectrique), soit des courants locaux (dans le cas d'un milieu conducteur comme un métal ou un plasma). Ces quantités sont des termes sources des équations de Maxwell, et génèrent donc des champs électriques et magnétiques secondaires. Lorsque la particule est au cœur du milieu considéré, les contributions électromagnétiques de ces champs secondaires interfèrent destructivement. En revanche, lorsque la particule franchit une interface, les composantes générées par le milieu ne sont plus compensées par le vide en aval, et un rayonnement significatif est susceptible d'être émis.

La résolution de l'équation de Helmholtz (2.189), rendue inhomogène par l'adjonction d'un terme source rendant compte de l'existence d'une particule en mouvement, permet d'obtenir la forme du champ électrique de chaque côté de l'interface en fonction de la permittivité ϵ_i ($i = 1, 2$) du milieu i et de la vitesse $\vec{v} = c\vec{\beta}$ de la particule. Or la nécessaire continuité de la composante tangentielle (respectivement normale) du champ électrique \vec{E} (respectivement de l'induction électrique $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$) implique l'existence d'une composante supplémentaire, vérifiant l'équation de Helmholtz homogène (2.189) (correspondant donc à un champ rayonné) dans chaque milieu [163]. Dans le cas particulier d'une interface plasma/vide ($\epsilon_1 = \epsilon$, $\epsilon_2 = 1$), l'énergie rayonnée \mathcal{E} par unité de fréquence ω et d'angle solide Ω s'écrit [164] :

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^3\epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta)}{[1 - \beta^2 \cos^2(\theta)]^2} \left| \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)})}{(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)})(1 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta)})} \right|^2. \quad (2.239)$$

Cette équation prédit un spectre entièrement déterminé par l'indice optique du plasma, avec une fréquence de coupure de l'ordre de $\gamma\omega_{pe}$ [165] ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ est le facteur de Lorentz des électrons accélérés). La distribution angulaire présente une valeur nulle en $\theta = 0$ et un maximum en $\theta_{\max} \sim 1/\gamma$.

Dans un second temps, pour un paquet d'électrons, le champ rayonné est obtenu en sommant les contributions individuelles de chaque électron au champ total rayonné [102]. Cette approche fait apparaître une condition de cohérence sur le champ rayonné : pour un paquet de N_e électrons de longueur L_b , seules les contributions aux longueurs d'onde supérieures à L_b interfèrent constructivement. Le champ rayonné se sépare en une contribution cohérente (le CTR) dont l'énergie varie en N_e^2 , et une contribution incohérente (l'ITR) qui varie en N_e (ici dans le cas d'un conducteur parfait vérifiant $\epsilon = +\infty$) :

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = N_e \frac{e^2}{4\pi^3\epsilon_0 c} \frac{\beta^2 \sin^2(\theta)}{[1 - \beta^2 \cos^2(\theta)]^2} \left[1 + (N_e - 1) \int F_{\parallel}(\omega) F_{\perp}(\omega) d\omega \right], \quad (2.240)$$

où $F_{\parallel}(\omega)$ et $F_{\perp}(\omega)$ représentent la transformée de Fourier temporelle de la distribution électronique longitudinale et transverse, respectivement.

La figure 2.17 illustre le phénomène de rayonnement de transition cohérent par les résultats de la simulation PIC quasi-3D de l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense ($a_0 = 4$) avec un gaz sous-dense d'hélium à la densité initiale $n_a = 2.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Un paquet d'électrons est accéléré et éjecté dans le vide, ce qui génère un rayonnement de transition cohérent THz (visible en vert sur la figure). Un rayonnement THz est aussi produit par photo-ionisation, avec une amplitude inférieure au CTR d'un ordre de grandeur [103]. Le champ THz prédit par ces simulations du CTR atteint les valeurs record de $100 \text{ GV}\cdot\text{m}^{-1}$ en amplitude et 10 mJ en énergie, pour un taux de conversion laser-THz en énergie de l'ordre de 5×10^{-3} .

Réalisation expérimentale de rayonnement de transition cohérent

La première observation d'émission THz par des impulsions laser ultra-intenses a été réalisée par H. Hamster et al. en 1993, à partir d'interaction laser-solide [100]. En 2003, W. P. Leemans et al. ont ensuite rapporté la génération de rayonnement THz par rayonnement de transition cohérent dans des plasmas de gaz [101]. Leur montage expérimental est schématisé en figure 2.18(a). Une impulsion laser Ti:Al₂O₃ d'une puissance pouvant atteindre les 8 TW, d'une longueur d'onde de 800 nm, avec un waist de 6 μm et une durée minimale de 50 fs FWHM, est focalisée dans un jet d'hélium de 2 mm de long dans une chambre à vide. Les faisceaux d'électrons accélérés par le sillage laser traversent un transformateur de courant intégré (« Integrating Current Transformer », ICT), permettant de mesurer la charge totale, et leur spectre en énergie est estimé après une déflexion par un champ magnétique et une projection sur un écran au phosphore. Le profil spatial des paquets d'électrons est obtenu par projection directe sur l'écran au phosphore. Le champ THz rayonné par CTR est réfléchi hors de la chambre à vide puis focalisé sur un bolomètre, qui mesure l'énergie électromagnétique rayonnée dans la gamme 0.3 – 3 THz.

La charge totale du faisceau d'électrons peut être modulée en modifiant la durée de l'impulsion laser ou la position relative du plan focal laser et du jet de gaz. La dépendance de l'énergie THz mesurée par le bolomètre par rapport à la charge du faisceau d'électrons est reproduite en figure 2.18(b), et présente une forme en accord avec la dépendance quadratique attendue d'un rayonnement de transition cohérent [Eq. (2.240)].

Il est à noter que la charge maximale du faisceau d'électrons obtenue avec ce montage expérimental est estimée par les auteurs à environ 1.5 nC, pour une énergie THz correspondante de l'ordre de 3 – 5 nJ. Les auteurs prévoient une augmentation de l'énergie THz en augmentant l'angle solide de collecte du champ THz et en élargissant la taille transverse du jet de gaz (respectivement $\theta_{\text{coll}} = 30 \text{ mrad}$ et $L_{\perp} = (100 \pm 15) \mu\text{m}$ dans le montage expérimental effectivement mis en

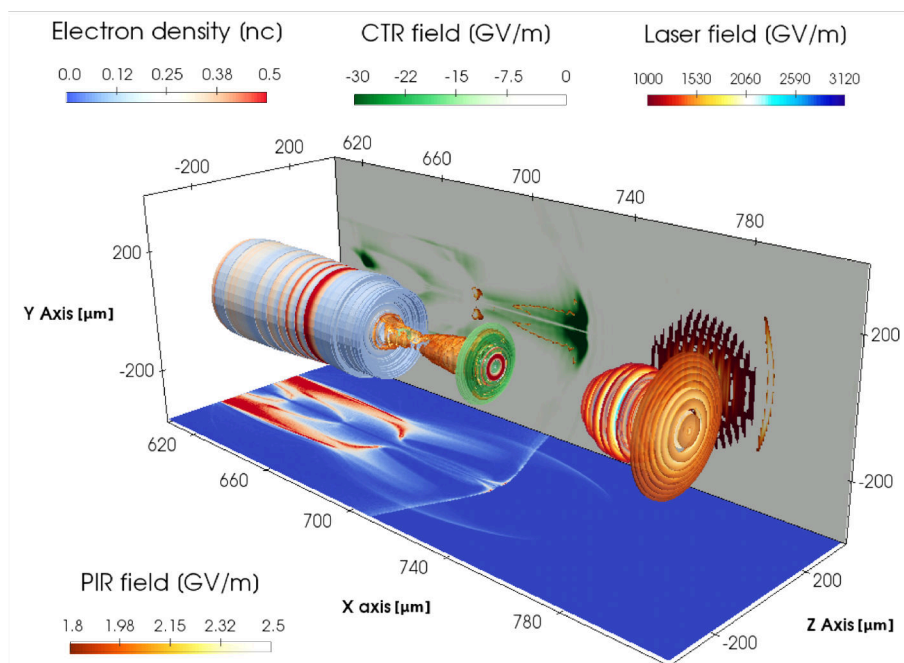


FIGURE 2.17 – Émission THz par rayonnement de transition cohérent (« CTR », en vert) lors de l’expulsion d’un paquet d’électrons (en orange, au milieu) d’un plasma d’hélium (à gauche) à la densité initiale d’atomes neutres $2.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, ionisé par une impulsion laser à deux couleurs ($\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$) d’une durée de 35 fs et d’une intensité de $2.2 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ (oscillations rouges, à droite). Un rayonnement généré par photo-ionisation (« PIR ») est également visible à la tête de l’impulsion laser (en orange, à droite), d’amplitude néanmoins bien inférieure au CTR. Le plan (x, z) [respectivement (x, y)] détaille le profil de la densité électronique (respectivement, du CTR). Extrait de [166].

œuvre), permettant d’espérer des impulsions THz atteignant les $100 \mu\text{J}$ pour $\theta_{\text{coll}} = 200 \text{ mrad}$ et $L_{\perp} = 0.5 \text{ mm}$. Enfin, l’augmentation de la charge totale du faisceau d’électrons doit permettre d’augmenter l’énergie THz de façon quadratique, toutes choses égales par ailleurs.

Des faisceaux d’électrons ont pu être expérimentalement mis en évidence ultérieurement et leurs caractéristiques (charge, vitesse) évaluées grâce au rayonnement de transition émis. Ainsi en 2011, O. Lundh et al. ont produit un faisceau d’électrons d’une charge totale de 15 pC [167], en utilisant un second faisceau laser [voir le schéma de principe du montage expérimental en figure 2.19] pour déclencher l’injection d’électrons dans l’onde de sillage ultra-relativiste liée au faisceau laser principal [168]. La durée du faisceau est déduite à partir du rayonnement de transition produit par celui-ci lors de la traversée d’une cible d’aluminium de $100 \mu\text{m}$ d’épaisseur, valant $(1.6 \pm 0.2) \text{ fs}$.

2.4 Influence d’un champ magnétique extérieur sur les interactions laser-plasma

L’influence d’un champ magnétique extérieur appliqué à un schéma d’interaction laser-gaz fait l’objet d’une littérature approfondie, en particulier dans le cadre de la génération de rayonnement THz. Nous démontrons ainsi en section 2.4.1 que la fréquence cyclotron électronique associée à un champ magnétique de l’ordre de $10 - 100 \text{ T}$ appartient au domaine THz. Les méthodes permettant la génération de tels champs magnétiques ont été évoquées en section 1.3.

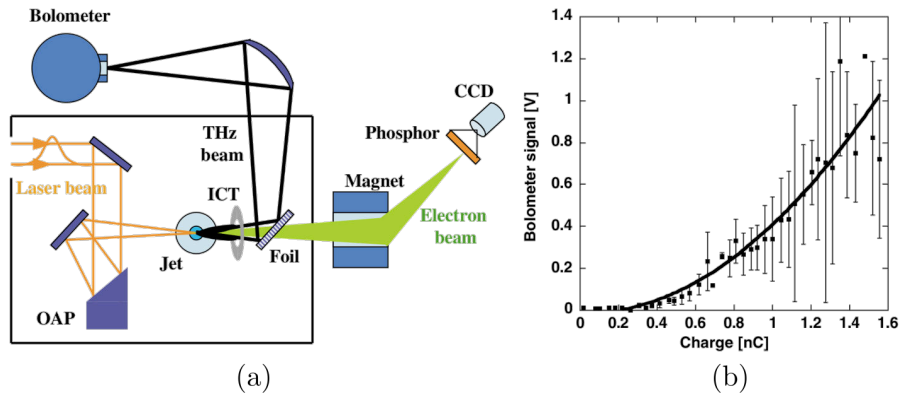


FIGURE 2.18 – (a) Schéma de principe du montage expérimental de W. P. Lemmans *et al.* [101] ayant permis la première preuve de génération de rayonnement THz par CTR dans des jets de gaz. Un laser ultra-intense est focalisé par un miroir parabolique hors-axe (« off-axis parabola », OAP) dans un jet d'hélium. Un transformateur de courant intégré (ICT) mesure la charge du faisceau d'électrons, dont le spectre en énergie est estimé par déflectométrie au moyen d'un aimant et d'un écran au phosphore filmé par une caméra CCD. Le champ THz rayonné par CTR est réfléchi par une feuille de métal de $5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et s'échappe de la chambre à travers une fenêtre prévue à cet effet. L'énergie électromagnétique de l'impulsion THz obtenue est mesurée par un bolomètre. (b) Variation de l'énergie THz mesurée par le bolomètre en fonction de la charge totale du faisceau d'électrons estimée par l'ICT. Chaque carré représente environ cinquante données répétées de l'expérience. La courbe noire est une estimation quadratique de l'énergie THz en fonction de la charge du faisceau d'électrons. Extrait de [101].

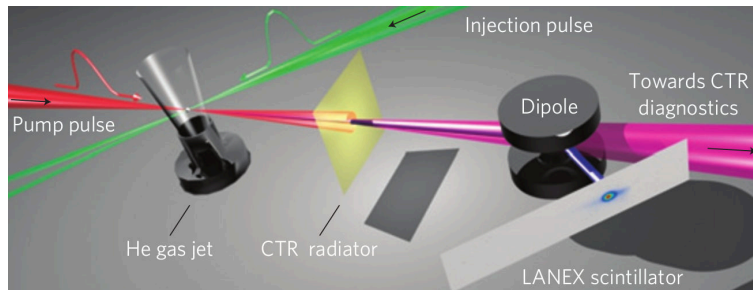


FIGURE 2.19 – Une impulsion laser ultra-courte et ultra-intense (en rouge) est focalisée dans un jet de gaz et excite une onde plasma. Des électrons sont injectés dans cette onde plasma par un faisceau injecteur (en vert). Le faisceau d'électrons accélérés (en bleu) traverse une feuille d'aluminium et produit un cône de rayonnement de transition (en violet). Le faisceau d'électrons est analysé au moyen d'un aimant et d'un écran au phosphore. Extrait de [167].

Les phénomènes de génération de rayonnement THz mis en jeu lors de l'application d'un champ magnétique externe à une interaction laser-plasma sont variés et dépendent de paramètres tels que l'orientation du champ magnétique par rapport à la direction de propagation du champ laser, ou l'intensité laser employée.

Un champ magnétique imposé parallèlement à l'axe de propagation laser a un effet sur la génération de rayonnements THz par les photocourants. Ainsi, C. S. Liu et V. K. Tripathi [169] ont démontré théoriquement la possibilité d'obtenir des taux de conversion de l'ordre de 0.1% en magnétisant un cylindre plasma, dont la modulation de densité permet de contrôler l'angle d'émission du champ THz, à des intensités laser compa-

rables, W. M. Wang et al. [126] ont montré par des simulations PIC 2D que le rayonnement THz rétro-diffusé par un plasma sous-dense magnétisé axialement était modulé par la force du champ magnétique appliqué, dans le domaine spectral comme au niveau de la polarisation THz obtenue (champ polarisé circulairement). Ils prédisent en outre une diminution de l'amplitude THz produite du fait du champ magnétique externe, ce qui rejoint les résultats théoriques de S. S. Ghaffari-Oskooei et F. M. Aghamir [170] sur ce sujet.

En plus de la photo-ionisation, l'onde de sillage laser dans la même configuration de champ magnétique est susceptible de constituer une source de champ THz. Cet effet a été mis en évidence analytiquement [171] et par des simulations numériques [172] pour des impulsions laser opérant à des intensités faiblement relativistes ($I_0 \sim 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$) et à faible magnétisation ($\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$, où ω_{ce} est la fréquence cyclotron électronique décrite en section suivante). Le champ THz est généré hors-axe, à la fréquence plasma et son amplitude est linéairement reliée à la force du champ magnétique externe.

L'effet d'un champ magnétique extérieur orthogonal à la direction de propagation laser a été étudié depuis la mise en évidence analytique et numérique (simulations PIC 1D) du phénomène de « Rayonnement de Sillage Cherenkov » (CWR) comme source de rayonnements THz par J. Yoshii et al. [127]. Ce phénomène repose sur l'apparition d'une composante électromagnétique transverse dans le sillage laser [173, 174]. Des simulations PIC 2D et 3D du CWR [175] ont par la suite confirmé les prévisions théoriques : le champ THz est généré à la fréquence plasma ; son amplitude est égale à l'amplitude de la composante longitudinale du sillage (non-propagative), multipliée par le paramètre de magnétisation

$$b = \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}}. \quad (2.241)$$

Les caractéristiques principales du CWR ne sont pas modifiées par le choix de la dimension de simulation. Ce phénomène a ensuite été confirmé expérimentalement dans le régime de faible magnétisation ($b \ll 1$) et d'intensité laser modérée ($I_0 \sim 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$) par N. Yugami et al. [176]. Finalement, A. Holkundkar et al. ont étudié le comportement d'un sillage magnétisé dans le régime de forte magnétisation et d'intensité laser faiblement relativiste [177], et Z. Hu et al. dans le régime inverse, de faible magnétisation mais d'intensité laser fortement relativiste [178]. En particulier, ces derniers ont montré que la composante transverse (électromagnétique) de l'onde de sillage non-linéaire est reliée à sa composante longitudinale par la relation

$$E_{\perp} = \frac{bc}{\omega_{pe}} \partial_{\xi} E_x, \quad (2.242)$$

impliquant notamment que l'efficacité de conversion laser-THz augmente avec l'intensité laser en régime relativiste, dans lequel le champ de sillage E_x devient anharmonique [illustré en figure 2.13(c), courbe bleue]. A partir de simulations PIC 2D, ils ont aussi proposé, dans ce régime, l'utilisation du CWR comme d'une méthode de diagnostic non-destructive des structures de sillage fortement non-linéaires, comme le régime de la bulle [179]. Ce phénomène est optimisé lorsque le champ magnétique est aussi orthogonal à la direction de polarisation du champ laser [180].

Un champ magnétique extérieur a une influence sur l'onde de sillage laser et sur les mécanismes associés [181]. Un champ magnétique orthogonal peut ainsi permettre d'accélérer un paquet d'électrons localisés hors de l'axe de propagation laser, comme rapporté par J. Vieira et al. [182, 183]. Dans le cas d'une orientation longitudinale du champ magnétique, l'injection d'électrons est plutôt diminuée [184]. En revanche, dans cette configuration, des champs magnétiques localisés au fond de la bulle de l'onde de sillage sont générés avec des amplitudes supérieures au champ magnétique initial [184, 185].

2.4.1 Effet du champ magnétique sur une particule : introduction de la fréquence cyclotron

Nous dérivons dans cette section l'expression de la fréquence cyclotron relativiste pour une particule arbitraire soumise à un champ magnétique externe uniforme et constant.

La force exercée par un champ magnétique \vec{B}_0 sur une charge q est la force de Lorentz

$$\vec{\mathcal{F}}_L = q\vec{v} \times \vec{B}_0 \quad (2.243)$$

où \vec{v} est la vitesse de la particule.

Pour une particule isolée dans le vide, uniquement soumise au champ magnétique, et dont la vitesse à $t = 0$ est notée \vec{v}_0 , l'équation du mouvement s'écrit

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \times \vec{B}_0. \quad (2.244)$$

En notant $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_x$ et en décomposant la vitesse selon la direction \vec{e}_x et dans le plan transverse noté \perp , l'équation précédente donne

$$\frac{dp_x}{dt} = 0, \quad (2.245)$$

$$\frac{d\vec{p}_\perp}{dt} = q\vec{v}_\perp \times \vec{B}_0, \quad (2.246)$$

si bien que le champ magnétique n'agit que dans un plan orthogonal à sa direction. La première équation s'intègre comme $p_x(t) = p_{0,x}$, et en multipliant la seconde par \vec{p}_\perp , et avec la propriété $\vec{a} \cdot (\vec{a} \times \vec{b}) = 0$, il vient :

$$\frac{dp_\perp}{dt} = 0 \quad (2.247)$$

soit $p_\perp(t) = p_{0,\perp}$, ce qui signifie que le champ magnétique conserve la norme de l'impulsion $p_0 = \sqrt{p_{0,x}^2 + p_{0,\perp}^2}$ ainsi que le facteur de Lorentz $\gamma = \sqrt{1 + p_0^2/m^2c^2}$. Finalement :

$$\frac{d\vec{e}_\perp}{dt} = \frac{qB_0}{\gamma m} \vec{e}_\perp \times \vec{e}_x \quad (2.248)$$

qui fait intervenir la fréquence cyclotron relativiste

$$\omega_c = \frac{qB_0}{\gamma m}. \quad (2.249)$$

En définissant le vecteur $\vec{e}_r = \vec{e}_\perp \times \vec{e}_x$, il vient

$$\frac{d\vec{e}_\perp}{dt} = \omega_c \vec{e}_r, \quad (2.250)$$

$$\frac{d\vec{e}_r}{dt} = -\omega_c \vec{e}_\perp, \quad (2.251)$$

soit

$$\begin{pmatrix} \vec{e}_r(t) \\ \vec{e}_\perp(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\omega_c t) & -\sin(\omega_c t) \\ \sin(\omega_c t) & \cos(\omega_c t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{e}_r(0) \\ \vec{e}_\perp(0) \end{pmatrix}. \quad (2.252)$$

Puis, en notant $\vec{r}(t)$ le vecteur position de la particule au cours du temps (dans le plan transverse), $d\vec{r}/dt = \vec{v}_\perp = v_{0,\perp}\vec{e}_\perp$ et l'équation (2.248) mènent à

$$\frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{e}_x = \frac{p_{0,\perp}}{qB_0} \frac{d\vec{e}_\perp}{dt}, \quad (2.253)$$

$$\vec{r} \times \vec{e}_x = \frac{p_{0,\perp}}{qB_0} \vec{e}_\perp, \quad (2.254)$$

$$\vec{r} = -\frac{p_{0,\perp}}{qB_0} \vec{e}_r, \quad (2.255)$$

où l'origine du système de coordonnées est tel que $\vec{r}(0) = -(p_{0,\perp}/qB_0)\vec{e}_r(0)$, ce qui élimine la constante d'intégration de l'équation (2.254).

Ainsi, la particule décrit une trajectoire circulaire de rayon $|p_{0,\perp}/qB_0| = |v_{0,\perp}/\omega_c|$ à vitesse constante $v_{0,\perp}$, à la fréquence angulaire ω_c . Pour un électron, $q = -e$, $m = m_e$ et la fréquence cyclotron vérifie la relation

$$\nu_{ce}[\text{THz}] = \frac{B_0[\text{T}]}{35.7}, \quad (2.256)$$

ce qui signifie que des champs magnétiques de l'ordre de 10–100 T correspondent à des fréquences cyclotron dans le domaine THz.

2.4.2 Relation de dispersion d'un plasma soumis à un champ magnétique extérieur

Un champ magnétique intense \vec{B}_0 appliqué à un plasma créé par laser a une influence sur la dynamique électronique à des fréquences de l'ordre de la fréquence plasma qui appartient aussi à la gamme THz pour des plasmas de gaz sous-denses. La relation de dispersion est donc nécessairement modifiée par l'introduction du champ magnétique.

L'équation de courant (2.116) est complétée par un terme rendant compte de la force de Lorentz exercée par le champ magnétique extérieur :

$$\partial_t(\gamma\vec{J}) = \frac{e^2}{m_e} n_e \vec{E} + \vec{F}^P + \vec{F}^{B_0} \quad (2.257)$$

où

$$\vec{F}^{B_0} = \frac{e^2}{m_e} n_e \vec{v} \times \vec{B}_0. \quad (2.258)$$

Comme démontré à la section précédente, le champ magnétique réalise un couplage des composantes de vitesse dans le plan transverse à la direction du champ magnétique. Celle-ci a donc une influence sur la modulation des vitesses électroniques initialement induites par le champ électrique laser et par sa force pondéromotrice.

Nous pouvons ainsi séparer les plasmas magnétisés en deux catégories : les plasmas magnétisés selon l'axe de propagation ($\vec{B}_0 \parallel \vec{e}_x$) et ceux magnétisés orthogonalement à l'axe de propagation ($\vec{B}_0 \perp \vec{e}_x$).

Nous décrivons dans cette section la relation de dispersion des ondes se propageant parallèlement ou orthogonalement au champ magnétique. Nous supposons que leur amplitude est suffisamment faible ($a_0 \ll 1$) pour négliger la force pondéromotrice \vec{F}^P , ce qui rend l'équation de courant (2.257) linéaire. Notons que les fréquences caractéristiques décrites dans la suite découlent des fréquences ω_{ce} et ω_{pe} , et toutes appartiennent au domaine THz selon les relations (2.182) et (2.256).

L'équation (2.257) dans le domaine de Fourier décrit le terme de force non-linéaire de l'équation d'onde (2.18). Ces deux équations permettent d'établir la relation liant le nombre d'onde $k(\omega)$ et la pulsation ω d'une onde dans le plasma magnétisé, c'est-à-dire sa relation de dispersion. Des détails de calcul sont donnés en section 4.2.1, pour le cas plus général où la direction du vecteur d'onde \vec{k} est arbitraire par rapport à celle du champ magnétique extérieur \vec{B}_0 .

Vecteur d'onde parallèle au champ magnétique

Lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe de propagation d'une onde caractérisée par une fréquence ω et un nombre d'onde k , la relation de dispersion s'écrit :

$$c^2 k_{\pm}^2 = \omega^2 - \frac{\omega_{pe}^2}{1 \pm \omega_{ce}/\omega}. \quad (2.259)$$

Le champ électrique est polarisé circulairement dans le plan transverse au champ magnétique. Au mode d'hélicité gauche [courbe verte en figure 2.20(a)] correspond la relation de dispersion³²

$$c^2 k_L^2 = \omega^2 - \frac{\omega_{pe}^2}{1 + \omega_{ce}/\omega} \quad (2.260)$$

et au mode d'hélicité droite [courbes rouges en figure 2.20(a)] la relation de dispersion

$$c^2 k_R^2 = \omega^2 - \frac{\omega_{pe}^2}{1 - \omega_{ce}/\omega}. \quad (2.261)$$

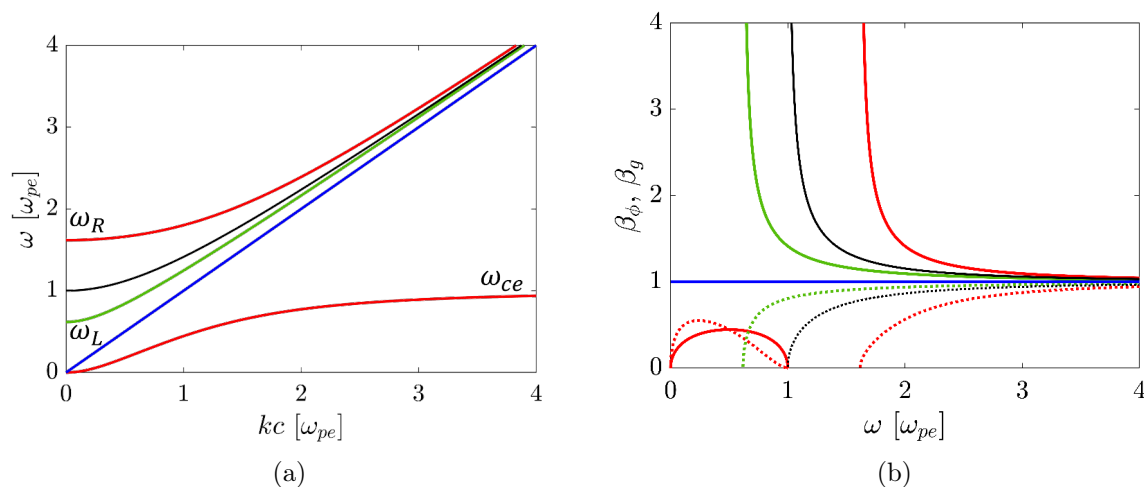


FIGURE 2.20 – (a) Relation de dispersion du vide (courbe bleue) et d'un plasma de fréquence plasma ω_{pe} non-magnétisé (courbe noire) ou magnétisé selon l'axe de propagation, avec le paramètre de magnétisation $b = 1$ [Eq. (2.241)], pour une onde électromagnétique en polarisation circulaire gauche (courbe verte) ou circulaire droite (courbes rouges). (b) Vitesse de phase (courbes pleines) et vitesse de groupe (courbes pointillées) d'une onde électromagnétique dans un plasma de fréquence plasma ω_{pe} (magnétisé ou non) ou dans le vide. Le code couleur est identique qu'en figure (a).

Ces relations de dispersion admettent respectivement les fréquences de coupure :

32. Nous reprenons ici les notations courantes pour les modes gauche (L pour « Left ») et droite (R pour « Right »). Cet indice ne doit pas être confondu avec l'indice L relatif à une onde laser dont nous faisons usage par ailleurs.

$$\omega_L = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} - \omega_{ce} \right), \quad (2.262)$$

$$\omega_R = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2} + \omega_{ce} \right), \quad (2.263)$$

et la branche R admet une résonance en ω_{ce} . Nous faisons remarquer que, contrairement à la relation de dispersion d'un plasma non-magnétisé [voir la figure 2.12(a)] qui interdit la propagation des fréquences $\omega \leq \omega_{pe}$, la relation de dispersion de la figure 2.20(a) admet une bande autorisée pour les modes circulaires droits en $0 \leq \omega \leq \omega_{ce}$. En outre, si $b = \omega_{ce}/\omega_{pe} < 1/\sqrt{2} \approx 0.71$, alors $\omega_L > \omega_{ce}$ et une bande interdite existe pour $\omega_{ce} < \omega < \omega_L$. Cette bande interdite disparaît si $b \geq 1/\sqrt{2}$.

Vecteur d'onde orthogonal au champ magnétique

Dans le cas d'une onde se propageant orthogonalement au champ magnétique, la relation de dispersion s'écrit [voir la figure 2.21(a)] :

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_H^2} \quad (2.264)$$

et le champ électrique a une propagation elliptique dans le plan transverse au champ magnétique (mode « extraordinaire », abrégé en « XO »), ce qui implique l'existence d'une composante selon l'axe de propagation. En notant celui-ci \vec{e}_x , la composante transverse vérifie

$$E_{\perp} = i\omega \frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_{ce}\omega_{pe}^2} E_x. \quad (2.265)$$

Ces relations font intervenir une fréquence de résonance, dite fréquence hybride, qui vérifie

$$\omega_H^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2. \quad (2.266)$$

La relation possède deux branches distinctes, dites « Lower » et « Upper » (inférieure et supérieure). Cette seconde branche a la propriété remarquable de croiser la relation de dispersion du vide [Fig. 2.21(a)] en $\omega = \omega_{pe}$, fréquence à laquelle la vitesse de phase se confond avec la vitesse de phase de la lumière dans le vide, $v_{\phi} = c$. Enfin, cette fréquence correspond aussi à la fréquence propre d'oscillation d'un plasma produite par la force pondéromotrice laser. Ces propriétés suggèrent qu'une onde électromagnétique peut être produite dans un plasma magnétisé par l'onde de sillage laser, puis rayonner dans le vide. Ce sujet est abordé en section 2.4.4 du présent chapitre, ainsi qu'au chapitre 5.

Un champ magnétique extérieur permet ainsi de contrôler la polarisation du champ généré, de moduler son spectre, voire de constituer en soi une source de champ. Les prochaines sections détaillent ces possibilités.

2.4.3 Champ térahertz en configuration de champ magnétique axial

Modulation du spectre des photocourants par un champ magnétique

Dans une configuration de champ magnétique axial, W. M. Wang et al ont montré à partir de simulations PIC la possibilité de générer un champ THz polarisé elliptiquement ou circulairement [126]. La source du rayonnement reste la photo-ionisation (le champ laser inclut deux couleurs), mais sous réserve que la fréquence cyclotron ω_{ce} soit largement supérieure à la fréquence plasma ω_{pe} , la dynamique électronique est déterminée par la force de Lorentz associée

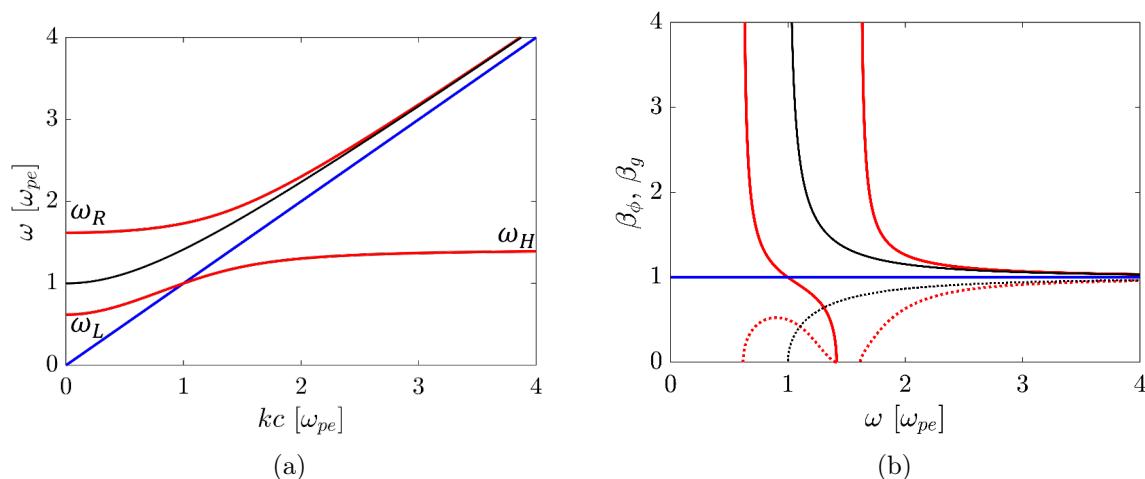


FIGURE 2.21 – (a) Relation de dispersion du vide (courbe bleue) et d'un plasma de fréquence plasma ω_{pe} non-magnétisé (courbe noire) ou magnétisé selon l'axe y à $b = 1$ (courbes rouges). (b) Vitesse de phase (courbes pleines) et vitesse de groupe (courbes pointillées) d'une onde électromagnétique dans un plasma de fréquence plasma ω_{pe} (magnétisé ou non) ou dans le vide. Le code couleur est le même qu'en figure (a).

au champ magnétique externe.

A partir de l'équation d'onde, et en faisant usage de l'approximation statique (qui revient à négliger la propagation, soit $\vec{\nabla} = \vec{0}$), les auteurs prédisent la génération de rayonnements aux fréquences $\omega_{L,R}$ [Eq. (2.262), (2.263)]. Lorsque $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$, $\omega_L \simeq 0$ et $\omega_R \simeq \omega_{ce}$, de sorte que le champ magnétique permet ainsi de moduler directement le rayonnement généré. En outre, l'application d'un filtre de Fourier de type passe-haut permettant d'éliminer la composante quasi-continue ω_L (mode gauche) pour ne conserver que la fréquence $\omega_R \simeq \omega_{ce}$ permet aux auteurs de prédire que le champ THz généré est polarisé circulairement avec une hélicité déterminée par le signe du champ magnétique. Il est à noter que les auteurs n'étudient que le champ rétro-diffusé par le plasma, c'est-à-dire émis dans la direction opposée à la direction de propagation laser. Des simulations PIC 2D d'un laser femtoseconde à une intensité de $2 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ (la seconde harmonique est fixée à $5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$), interagissant avec un plasma d'hélium dont la densité est choisie de façon à correspondre à des fréquences plasma de l'ordre de 1 – 4 THz, et soumis à un champ magnétique extérieur longitudinal de fréquence cyclotron appartenant la gamme 1 – 30 THz, confirment les prédictions des auteurs sur la forme des champs et spectres THz rétro-diffusés. Dans la limite $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$, les auteurs mettent en évidence une loi d'échelle de la forme

$$E_{\text{THz}} \propto \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}. \quad (2.267)$$

Les figures 2.22 et 2.23 détaillent la forme des champs et spectres THz rétrodiffusés rapportés par W. M. Wang et al. pour $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ [Fig. 2.22] et pour $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$ [Fig. 2.23]. Le champ laser est polarisé linéairement selon z , si bien qu'en l'absence de champ magnétique [courbes noires en figure 2.22], le champ THz monocyclique est lui aussi polarisé linéairement selon z , et son spectre est constitué d'un plateau pour $\omega \leq \omega_{pe}$ correspondant aux fréquences interdites dans un plasma non magnétisé [Fig. 2.12(a)]. L'introduction d'un champ magnétique diminue progressivement l'amplitude du champ THz selon z , mais conduit à l'apparition d'une composante THz selon l'autre direction transverse y . La dynamique électronique reste essentiellement dirigée par la fréquence plasma, dominante devant la fréquence cyclotron dans cette figure, si bien que

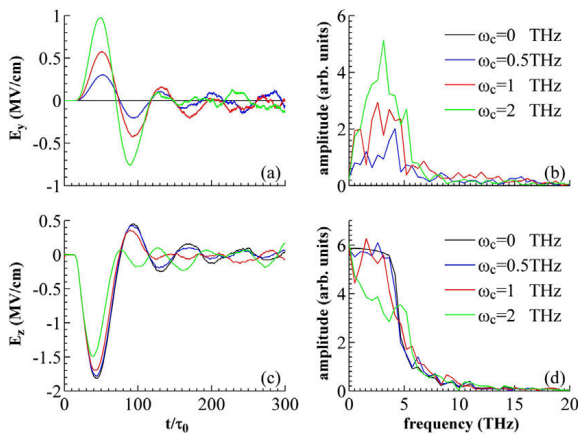


FIGURE 2.22 – (a),(c) Champs et (b),(d) spectres THz selon l’axe (a),(b) y ou (c),(d) z rétrodiffusés par un plasma d’hélium à la fréquence électronique $\nu_{pe} = 4$ THz, avec un champ magnétique extérieur imposé selon l’axe de propagation laser, à la fréquence cyclotron $\nu_{ce} = 0$ (courbes noires), 0.5 (courbes bleues), 1 (courbes rouges) ou 2 THz (courbes vertes). Extrait de [126].

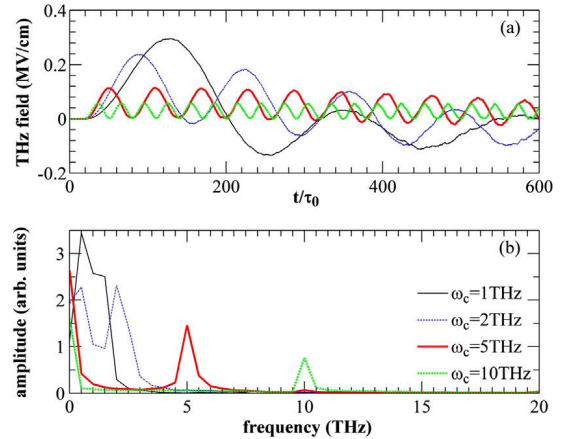


FIGURE 2.23 – (a) Champs et (b) spectres THz selon l’axe y rétrodiffusés par un plasma d’hélium à la fréquence électronique $\nu_{pe} = 1$ THz, avec un champ magnétique extérieur imposé selon l’axe de propagation laser, à la fréquence cyclotron $\nu_{ce} = 1$ (courbes noires), 2 (courbes bleues), 5 (courbes rouges) ou 10 THz (courbes vertes). Extrait de [126].

la forme générale des spectres et des champs reste similaire.

Dans le régime $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$ [Fig. 2.23], l’augmentation du champ magnétique modifie drastiquement la forme des spectres THz rapportés. Ceux-ci présentent deux fréquences caractéristiques, que les auteurs identifient comme ω_L et ω_R . Les cas de plus fort champ magnétique correspondant aux courbes rouges et vertes ($\omega_{ce} = 5$ ou $10 \omega_{pe}$, respectivement) sont caractérisés par $\omega_R \approx \omega_{ce} = 5$ ou 10 THz, ce qui se traduit par un champ THz multicyclique oscillant à la fréquence cyclotron.

Champ THz généré par un sillage magnétisé axialement

P. Sharma, N. Wadhvani, A. Saroch et P. Jha ont démontré analytiquement [171] et numériquement [172] la génération de rayonnement THz dans le sillage d’une impulsion laser en régime modérément relativiste ($a_0 = 0.3$), polarisée circulairement. Leur analyse repose sur un développement perturbatif (selon a_0) des équations de Maxwell et de courant, sous l’approximation quasi-statique ($\xi = x - ct$, $\tau = t$ où x est l’axe de propagation laser) et en géométrie 3D. Au premier ordre, la vitesse électronique correspond aux oscillations à la fréquence laser (dans le champ électrique laser) et est décrite par l’équation (2.257) linéarisée, conduisant à :

$$v_y^{(1)} = \frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega_{ce}} E_z^L, \quad (2.268)$$

$$v_z^{(1)} = -\frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega_{ce}} E_y^L, \quad (2.269)$$

$$(2.270)$$

dont les auteurs déduisent la force pondéromotrice transverse à partir du terme d’advection $(\vec{v}^{(1)} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}^{(1)}$ de la force pondéromotrice [voir par exemple l’équation (2.115)], ainsi que la force

pondéromotrice longitudinale à partir du produit vectoriel $\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}^L$ [correspondant à la contribution de Lorentz à la force pondéromotrice, voir l'équation (2.117)], soit :

$$\vec{\mathcal{F}}^P = \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega_{ce}} \right)^2 \frac{\vec{\nabla} a_0^2}{2}, \quad (2.271)$$

où a_0 [Eq. (2.71)] est l'amplitude normalisée de l'enveloppe laser (gaussienne dans la direction transverse). Notons que la correction apportée à la force pondéromotrice par l'introduction d'un champ magnétique est mineure, les fréquences vérifiant la relation d'ordre $\omega_{ce} \ll \omega_0$. La force pondéromotrice ainsi dérivée constitue le terme source des grandeurs fluides de deuxième ordre, c'est-à-dire du sillage laser. En plus des composantes habituelles du sillage (champ électrique $\vec{E}^{(2)}$ et vitesse $\vec{v}^{(2)}$), les auteurs mettent en évidence les champs³³

$$E_y = cB_z^{(2)} = -B_0 v_z^{(2)}, \quad (2.272)$$

$$E_z = -cB_y^{(2)} = B_0 v_y^{(2)}, \quad (2.273)$$

issus du couplage entre le champ magnétique extérieur et les vitesses électroniques transverses dans l'onde de sillage, reliées au champ électrostatique longitudinal selon la relation $v_{y,z} \propto \partial_{y,z} E_x$ ³⁴. L'onde de sillage, excitée à la fréquence plasma, est ainsi rendue partiellement électromagnétique par l'introduction d'un champ magnétique extérieur.

La figure 2.24(a) illustre la forme du champ E_z ainsi généré dans le sillage laser dans le plan (x, y) , estimé à partir de la résolution des équations (2.272),(2.273). L'axe ξ correspond à l'axe de propagation laser, tandis que l'axe y correspond à la direction transverse. Le champ généré est nul sur l'axe ξ , la vitesse électronique transverse $v_y^{(2)}$ devant être nulle sur cet axe³⁵. Il est maximal en $y \simeq W_0/2$, où W_0 est le waist du champ laser. Sa longueur d'onde est de 15 μm , soit une fréquence de 20 THz, correspondant à la fréquence plasma. En figure 2.24(b), issue d'une simulation PIC 2D avec des paramètres identiques, le plasma occupe la région $x \leq 40 \mu\text{m}$, tandis que la région $x > 40 \mu\text{m}$ est vide; la capacité du champ E_z de s'y propager démontre qu'il s'agit bien d'un rayonnement électromagnétique. La figure 2.24(c) représente une coupe de la figure (b) en $y = W_0/2 = 10 \mu\text{m}$. L'amplitude maximale du champ THz obtenu est estimée analytiquement à $2.48 \times 10^{-1} \text{GV.m}^{-1}$, et à $3.85 \times 10^{-2} \text{GV.m}^{-1}$ avec la simulation PIC 2D. Les auteurs ne commentent pas cet écart d'un facteur 6.5 en amplitude entre la théorie et la simulation.

Nous pouvons ici faire remarquer que le modèle analytique de la référence [171] fait l'hypothèse d'une largeur transverse de l'impulsion laser très grande devant sa dimension longitudinale, ceci permettant de négliger un certain nombre de termes dans les équations du sillage, incluant le champ magnétique axial généré par le sillage. Or les paramètres des simulations vérifient $W_0 \simeq ct_p$ (t_p est la durée de l'impulsion laser), ce qui les place de facto hors des hypothèses du modèle analytique et explique la différence constatée entre les prévisions analytiques et les simulations.

Ce mécanisme de génération de rayonnement THz est étudié en détail dans le chapitre 5, où nous dérivons un modèle similaire en coordonnées cylindriques intégrant la dynamique azimutale des électrons et le champ magnétique longitudinal généré dans le plasma. Nous démontrons que la prise en compte de ces contributions permet de reproduire fidèlement les champs observés dans des simulations PIC. En outre, nous nous intéressons au domaine de forte magnétisation ($b \geq 1$) et d'intensité relativiste ($a_0 \geq 1$).

33. Le lien entre les composantes électrique et magnétique suggère que ces champs sont électromagnétiques.

34. Cette relation dérive des équations de Maxwell (2.3) et (2.4) sous l'approximation quasi-statique.

35. La vitesse v_y est antisymétrique par rapport au plan (x, z) , et donc nécessairement nulle en $y = 0$.

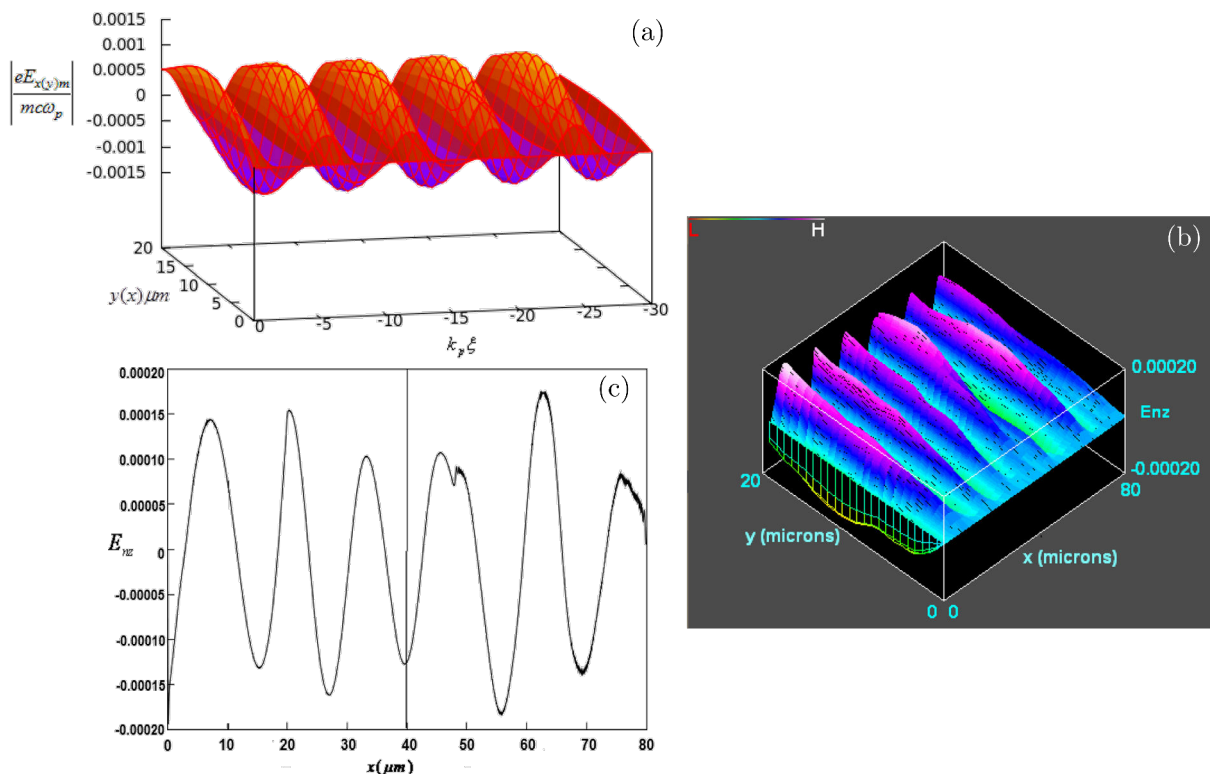


FIGURE 2.24 – Champ électromagnétique transverse généré par le sillage d’une impulsion laser modérément relativiste ($\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, $a_0 = 0.3$) dans un plasma d’hélium à la fréquence plasma $\nu_{pe} = 20 \text{ THz}$, magnétisé selon la direction de propagation laser x à la fréquence cyclotron $\nu_{ce} = 2 \text{ THz}$. Le waist et la durée de l’impulsion laser sont respectivement $W_0 = 20 \mu\text{m}$ et $t_p = 50 \text{ fs}$, et le profil temporel de l’enveloppe laser est donné par $\sin(\pi t/t_p)$. La figure (a) correspond à l’estimation analytique dérivée des équations (2.272),(2.273) tandis que la figure (b) est issue d’une simulation PIC 2D. La figure (c) représente une coupe de (b) en $y = 10 \mu\text{m}$. Les champs sont donnés en $m_e c \omega_{pe} / e = 2.14 \times 10^2 \text{ GV.m}^{-2}$. Extrait de (a) [171] et (b,c) [172].

2.4.4 Source térahertz par Rayonnement de Sillage Cherenkov

Lorsque le champ magnétique est orthogonal à la direction de propagation laser, la force de Lorentz couple le champ électrique longitudinal (électrostatique) de l’onde de sillage avec des modes (propagatifs) transverses. Ce phénomène appelé Rayonnement de Sillage Cherenkov (CWR pour « Cherenkov Wake Radiation ») a été mis en évidence par J. Yoshii et al [127] à partir d’un modèle d’ondes planes de faible amplitude détaillé dans la suite.

Modèle d’ondes planes pour le Rayonnement de Sillage Cherenkov

La propagation d’une perturbation à une vitesse de phase v_b supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu génère un rayonnement appelé rayonnement Cherenkov [129]. Celui-ci est émis à un angle θ vérifiant

$$v_b \cos \theta = \frac{\omega}{k}. \quad (2.274)$$

Une impulsion laser ($v_b = v_g \simeq c$) excite une onde à la fréquence ω_{pe} dans le plasma. La relation de dispersion d’un plasma magnétisé orthogonalement [Eq. (2.264)] implique que $k(\omega_{pe}) = \omega_{pe}/c$, ce qui vérifie la condition donnée par l’équation (2.274) pour $\theta = 0$. Cette résonance correspond au point d’intersection à la fréquence ω_{pe} de la courbe bleue (condition

Cherenkov) et de la courbe rouge (relation de dispersion du plasma) en figure 2.21(a).

D'après l'équation (2.265) estimée en $\omega = \omega_{pe}$, le rayonnement, généré à la fréquence plasma, vérifie

$$E_{\perp} = \pm i \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} E_x. \quad (2.275)$$

Cette relation fait intervenir le paramètre de magnétisation du plasma [Eq. (2.241)].

Absorption par le gradient de densité à l'interface plasma-vide longitudinale

L'énergie THz effective produite lors d'un phénomène d'interaction laser-plasma correspond à l'énergie THz capable d'être transmise dans le vide. Ainsi, en régime non-magnétisé, l'onde de sillage correspond à un champ électrique de forte amplitude oscillant à la fréquence plasma, qui appartient au domaine THz. Cependant, cette onde n'est pas propagative et ne peut donc pas rayonner dans le vide.

Les auteurs mettent en évidence un effet d'absorption par un gradient de sortie de la composante transverse du sillage magnétisé. Considérant un rayonnement se propageant selon l'axe x , la relation de dispersion en configuration de champ magnétique extérieur transverse [Eq. (2.264)] implique que le rayonnement excité à ω_{pe} est associé à un vecteur d'onde $k(\omega_{pe}) = \omega_{pe}/c$. Le vecteur d'onde est ainsi identique dans le plasma et dans le vide, de sorte que l'onde rayonnée est susceptible de se propager sans aucune influence de l'interface plasma-vide.

Ce résultat change lorsque l'interface entre le plasma et le vide est une zone d'épaisseur non-nulle dans laquelle la densité électronique varie continûment, de la densité plasma n_e^0 à la densité nulle dans le vide. En notant L l'épaisseur de cette zone, nous pouvons considérer que la densité électronique varie linéairement, et en notant $u = x/L$ la distance normalisée à partir du début de la rampe de densité :

$$n_e^0(u) = (1 - u) n_e^0. \quad (2.276)$$

La fréquence plasma varie alors comme :

$$\omega_{pe}(u) = \sqrt{1 - u} \omega_{pe}. \quad (2.277)$$

L'indice optique $n(\omega) = k(\omega)c/\omega$ varie alors lui aussi, et en injectant l'équation (2.277) dans l'équation (2.264), nous pouvons l'écrire comme :

$$\begin{aligned} n^2(u) &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2 (1 - u)}{\omega_{pe}^2} \frac{\omega_{pe}^2 - \omega_{pe}^2 (1 - u)}{\omega_{pe}^2 - \omega_{pe}^2 (1 - u) - \omega_{ce}^2} \\ &= \frac{u^2 - b^2}{u - b^2}, \end{aligned} \quad (2.278)$$

Une rapide étude de fonction nous permet de conclure que, lorsque $b \geq 1$, $n^2(u) \geq 0$ et $n(u), k(u) \in \mathbb{R}$ pour tout $0 \leq u \leq 1$. En revanche lorsque $b < 1$, alors $n^2(u) < 0$ pour tout $b^2 < u < b$. Cette double inégalité définit un domaine du gradient de densité dans lequel le vecteur d'onde est un nombre imaginaire pur et l'onde elle-même devient évanescence.

L'amortissement de l'onde transmise au passage de cette zone d'évanescence peut être estimé par le coefficient d'amortissement :

$$\Gamma = \exp \left[- \int_L \text{Im}[k(x)] dx \right], \quad (2.279)$$

soit

$$\Gamma = \exp \left[-\frac{\omega_{pe} L}{c} f(b) \right] \quad (2.280)$$

où

$$f(b) = (b^2 - b)^{3/2} \int_0^1 dw \left[\frac{(w-1)(w - \frac{b^2+b}{b^2-b})}{w} \right]^{1/2}. \quad (2.281)$$

Le coefficient Γ est représenté en figure 2.25, et son effet est maximal en $b \simeq 0.65$. Le relation $\omega_{pe} L/c = 2\pi L/\lambda_{pe}$ montre de plus que l'atténuation augmente exponentiellement avec la longueur du gradient de sortie, normalisée par la longueur d'onde plasma.

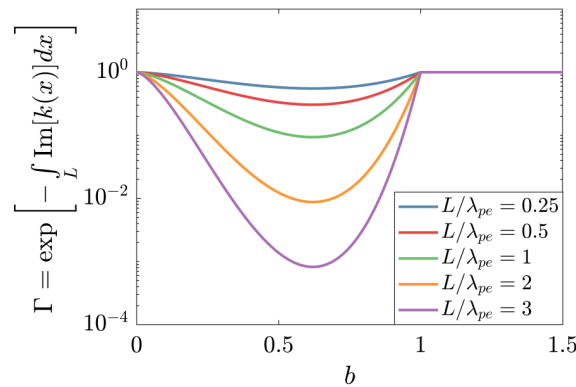


FIGURE 2.25 – Coefficient d'amortissement Γ [Eq. (2.279)] du CWR transmis à travers un gradient de densité de longueur L à l'interface plasma-vide pour différentes valeurs de L (normalisées par la longueur d'onde plasma λ_{pe}) en fonction du paramètre de magnétisation b .

Modèle quasi-statique de Rayonnement de Sillage Cherenkov

En 2012, Z. Hu et al [178] ont dérivé un modèle analytique unidimensionnel permettant de décrire le champ THz généré dans un schéma d'interaction laser-gaz relativiste magnétisé orthogonalement, reposant sur les équations fluides (2.196),(2.199) et l'équation de Helmholtz (2.207). Le champ laser se propage selon x et est en polarisation linéaire selon z .

Le champ magnétique est dirigé selon z (parallèle au champ électrique laser) et couple ainsi la dynamique électronique longitudinale (selon x) et transverse (selon y). Les oscillations électroniques rapides induites par le champ laser selon l'axe z ne sont ainsi pas influencées par le champ magnétique extérieur.

L'équation de Helmholtz en 1D [Eq. (2.207)] sous l'approximation quasi-statique s'écrit

$$(c^2 - v_g^2) \partial_\xi^2 A_y = \frac{e}{\epsilon_0} n_e v_y \quad (2.282)$$

où v_g est la vitesse de groupe de l'impulsion laser. L'équation (2.195) prenant en compte la force de Lorentz du champ magnétique externe s'écrit sous l'approximation quasi-statique :

$$(v_x - v_g) \partial_\xi (p_y - e A_y) = \omega_{ce} v_x \quad (2.283)$$

ce qui mène, après application des équations (2.196), (2.197), à :

$$eA_y = p_y + e \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} \partial_\xi \phi. \quad (2.284)$$

Enfin, l'équation (2.282) peut être simplifiée en faisant l'hypothèse $n_e \ll n_c$, ce qui implique que $v_g \simeq c$ et donc

$$v_y = 0, \quad (2.285)$$

$$A_y = \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} \partial_\xi \phi, \quad (2.286)$$

ou de façon équivalente,

$$E_y = c \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} \partial_\xi E_x. \quad (2.287)$$

Cette équation équivaut à l'équation (2.275) dans la limite linéaire³⁶. En revanche, dans le régime relativiste, E_x varie brutalement si bien que sa dérivée prend des valeurs localement élevées. Nous allons dériver la relation rapportée par les auteurs entre l'amplitude de l'onde de sillage et l'amplitude du rayonnement THz en régime relativiste.

Expression de l'amplitude du sillage magnétisé

Nous utilisons ici la théorie dérivée en section 2.3.4 pour décrire l'onde de sillage 1D. Nous utilisons le système d'unités normalisées décrit en section 2.5.1 et faisons l'approximation $\beta_g = 1$, si bien que l'équation (2.204) devient :

$$(1 - \beta_x)\gamma - \phi = 1. \quad (2.288)$$

En utilisant l'expression du facteur de Lorentz des électrons $\gamma^2 = (1 + \langle \vec{a}_L^2 \rangle) / (1 - \beta_x)$ dans cette équation, il vient

$$\frac{\beta_x}{1 - \beta_x} = \frac{1}{2} \left[\frac{1 + \langle \vec{a}_L^2 \rangle}{(1 + \phi)^2} - 1 \right] \quad (2.289)$$

ce qui, combiné avec les équations (2.196) et (2.197), conduit à l'équation différentielle non-linéaire vérifiée par le potentiel scalaire :

$$\partial_\xi^2 \phi = \frac{\omega_{pe}^2}{2} \left[\frac{1 + \langle \vec{a}_L^2 \rangle}{(1 + \phi)^2} - 1 \right], \quad (2.290)$$

identique à l'équation équivalente dans le cas non-magnétisé [186], et correspondant à la limite en $\beta_g \rightarrow 1$ de l'équation (2.206).

Cette équation est multipliée dans l'onde de sillage ($a_L = 0$) par $\partial_\xi \phi$:

$$\partial_\xi \left(\frac{E_x^2}{\omega_{pe}^2} \right) = \partial_\xi \phi \left[\frac{1}{(1 + \phi)^2} - 1 \right], \quad (2.291)$$

puis intégrée de ξ_m à ξ , où ξ_m est la position d'un extremum de ϕ (noté ϕ_m , où $m = (\min, \max)$), vérifiant par définition $\partial_\xi \phi|_{\xi_m} = 0$, et donc $E_x(\xi_m) = 0$:

$$\bar{E}_x^2(\xi) = \phi_m + \frac{1}{1 + \phi_m} - \phi(\xi) - \frac{1}{1 + \phi(\xi)}, \quad (2.292)$$

36. $E_x \propto \exp[i\omega_{pe}\xi/c]$ et donc $E_y = i\omega_{ce}/\omega_{pe}E_x$.

où $\bar{E}_x = E_x/\omega_{pe}$. De l'équation (2.291), nous déduisons que \bar{E}_x est maximal en $\phi = 0$ ³⁷. En notant $\pm\bar{E}_{x,\max}$ les extremums de \bar{E}_x , nous pouvons alors donner l'expression de ceux de ϕ :

$$\phi_m = \frac{1}{2} \left[\bar{E}_{x,\max}^2 \pm \sqrt{\bar{E}_{x,\max}^2 (4 + \bar{E}_{x,\max}^2)} \right]. \quad (2.293)$$

L'équation (2.292) implique en outre que $\phi_{\min} + 1/(1 + \phi_{\min}) = \phi_{\max} + 1/(1 + \phi_{\max})$, et donc :

$$1 + \phi_{\min} = \frac{1}{1 + \phi_{\max}}. \quad (2.294)$$

Dès lors, l'équation (2.290) dans l'onde de sillage ($\langle a_L \rangle = 0$) estimée aux extremums de ϕ s'écrit :

$$\partial_{\xi}^2 \phi \Big|_{\min,\max} = \frac{\omega_{pe}^2}{2} [(1 + \phi_{\max,\min})^2 - 1], \quad (2.295)$$

$$= \omega_{pe}^2 \left[-1 + \left(1 + \frac{\bar{E}_x^2}{2}\right)^2 \pm \left(1 + \frac{\bar{E}_x^2}{2}\right) \sqrt{\left(1 + \frac{\bar{E}_x^2}{2}\right)^2 - 1} \right]. \quad (2.296)$$

Cette équation injectée dans l'équation du champ transverse (2.287) permet finalement de retrouver l'expression de l'amplitude du champ généré sous la forme :

$$\bar{\mathcal{E}}_y = b\bar{\mathcal{E}}_x \left(1 + \frac{\bar{\mathcal{E}}_x^2}{2}\right) \left(1 + \frac{\bar{\mathcal{E}}_x^2}{4}\right)^{1/2}. \quad (2.297)$$

où $\bar{\mathcal{E}}_{x,y} = (\bar{E}_{x,y,\max} - \bar{E}_{x,y,\min})/2$ est l'amplitude crête à crête.

Cette relation a été confirmée avec succès à partir de simulations PIC [voir Fig. 2.26] dans le régime relativiste, pour un plasma de fréquence $\nu_{pe} = 3$ THz ($n_e^0 = 10^{-4}n_c$, pour un laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$). Le paramètre de magnétisation vaut $b = 0.2$, soit un champ magnétique externe $B_0 = 22$ T.

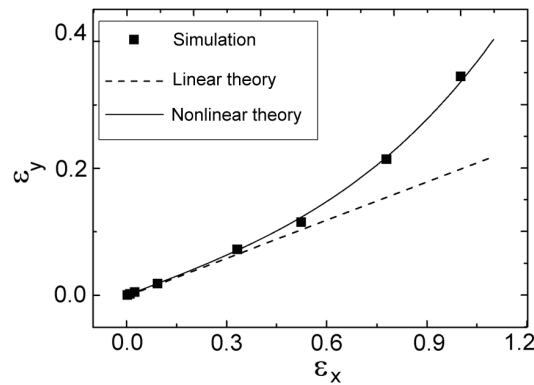


FIGURE 2.26 – Variation de l'amplitude du champ transverse ε_y en fonction de l'amplitude du champ longitudinal ε_x pour une valeur du paramètre de magnétisation $b = 0.2$, à partir de simulation PIC (points carrés), de l'équation (2.275) (courbe pointillée) et de l'équation (2.297) (courbe pleine). Extrait de [178].

L'augmentation de l'intensité laser doit ainsi théoriquement permettre d'augmenter la conversion d'énergie laser vers les fréquences THz. Il est à noter que ces études ont été réalisées dans le

37. La nullité du membre de gauche de l'équation (2.291) entraîne la nullité du membre de droite, dont on déduit immédiatement $\phi = 0$, $\partial_{\xi} \phi$ étant nécessairement non-nul à un extremum de E_x .

domaine $b \ll 1$, pour lequel le gradient de sortie a une influence destructive sur le champ THz rayonné dans le vide [Fig. 2.25]. En outre, dans ce régime, le champ magnétique ne perturbe pas (ou peu) la dynamique de l'onde plasma, tandis qu'il a un effet globalement destructeur lorsque la fréquence cyclotron s'approche de la fréquence plasma [184]. La génération de champ THz de forte intensité laser ($a_0 > 1$) et forte magnétisation ($b > 1$) reste donc un domaine à explorer.

Constatation expérimentale

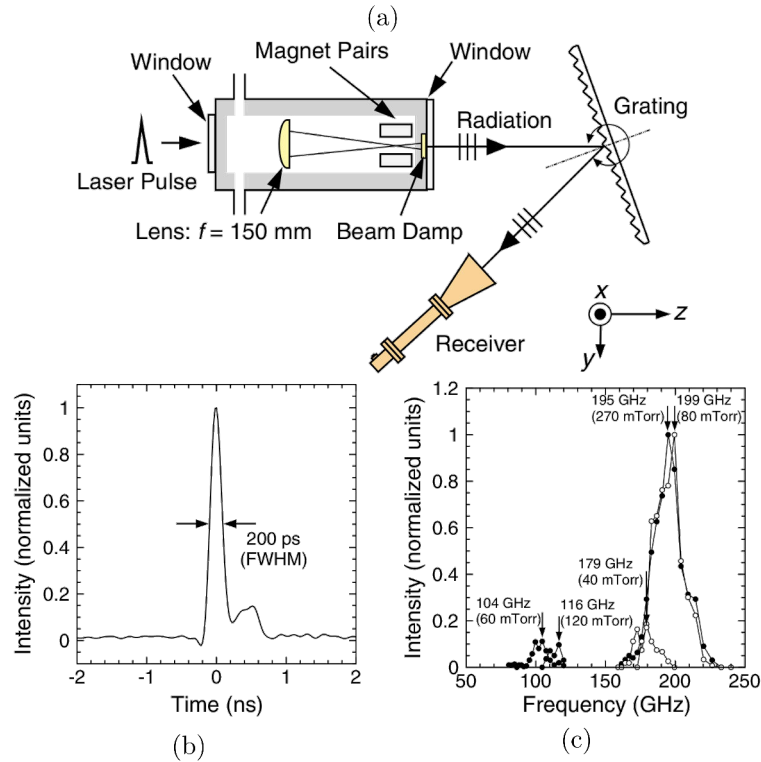


FIGURE 2.27 – (a) Montage de l'expérience de N. Yugami *et al.* ayant permis de mettre en évidence le phénomène de CWR pour la première fois en 2002. L'impulsion laser, d'une longueur d'onde de 800 nm, est focalisée par une lentille dans une chambre à vide remplie d'azote à une densité de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} , le plan focal étant situé au niveau d'un aimant permanent générant un champ magnétique dans la direction y pouvant atteindre 0.6 T. Le rayonnement THz produit par CWR peut être analysé spectralement par un réseau (comme sur la figure), ou temporellement par une antenne cornet. (b) Enveloppe temporelle du champ THz mesuré. (c) Spectre du champ THz mesuré. Extrait de [176].

Le CWR a fait l'objet de confirmations expérimentales, comme par exemple dans le travail réalisé par N. Yugami et al. en 2002 [176]. Dans cette expérience, un système laser ($\lambda_0 = 0.8 \mu\text{m}$) atteignant une intensité maximale de l'ordre de $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une tâche focale de l'ordre de $20 \mu\text{m}$ ionise de l'azote à la densité électronique estimée $4.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ($\nu_{pe} = 2 \text{ THz}$). Un champ magnétique permanent pouvant atteindre 0.6 T est appliquée dans la direction transverse à l'axe de propagation laser [voir le schéma du montage expérimental en figure 2.27(a)]. Les auteurs rapportent la mesure d'un signal THz d'une durée de l'ordre de 200 ps [Fig. 2.27(b)] , à la fréquence 0.2 THz [Fig. 2.27(c)]. L'écart constaté entre la fréquence plasma estimée (2 THz) et la fréquence du CWR provient, selon les auteurs, de l'expulsion d'une partie des électrons

Grandeur physique	Normalisation
Temps	$1/\omega_0$
Distance	c/ω_0
Vitesse	c
Masse	m_e
Charge	e
Impulsion	$m_e c$
Densité	n_c
Potentiel vecteur	$m_e c/e$
Champ électrique	$m_e c \omega_0/e$
Champ magnétique	$m_e \omega_0/e$
Permittivité du vide (ϵ_0)	$e^2 \omega_0/m_e c^3$
Perméabilité du vide (μ_0)	$m_e c/e^2 \omega_0$

TABLE 2.2 – Unités normalisées

du plasma au-delà des frontières de la zone ionisée, du fait de la force pondéromotrice laser importante autour du plan focal.

2.5 Modèles numériques

Cette dernière section est consacrée à la description des principaux outils numériques utilisés dans le cadre de ces travaux de thèse : un code 0D résolvant les équations quasi-statiques, permettant de réaliser des calculs rapides sur un ordinateur conventionnel, ainsi que les codes Uppe et Calder qui permettent de réaliser des simulations résolues en temps et en espace des processus d'interaction en tirant partie des ressources de calcul massivement parallèle du TGCC (Très Grand Centre de Calcul, Essonne).

2.5.1 Unités normalisées

Les équations décrivant l'interaction laser-plasma et la dynamique électronique peuvent être normalisées par un jeu de grandeurs adaptées, incluant une normalisation du temps et des distances par ω_0^{-1} et $c\omega_0^{-1}$ [voir table 2.2]. Cette normalisation est particulièrement adaptée pour les implémentations numériques des modèles physiques présentés dans ce chapitre.

2.5.2 Modèle numérique 0D

Le modèle quasi-statique décrit par les équations (2.196), (2.197), (2.198) et (2.199), prenant en compte l'ionisation à travers l'équation (2.110) et les taux d'ionisation ADK instantanés de chaque couche électronique (2.99), peut être résolu numériquement pour calculer l'onde de sillage 1D³⁸ dans le système de coordonnées ($\xi = x - v_g t, \tau = t$) sous l'approximation quasi-statique $\partial_\tau = 0$. Les quantités sont adimensionnées selon la normalisation décrite de la table 2.2. La grille est définie par l'utilisateur avec un pas $\Delta\xi$ (normalisé à c/ω_0) et un nombre de mailles N_ξ . Le code Matlab est ici utilisé : il reçoit en entrée

38. Le modèle est dit « 0D » car les grandeurs calculées ne dépendent que de la variable ξ (assimilable à un temps dans l'approximation quasi-statique), par opposition à un modèle pleinement 1D où les variables sont au nombre de deux (x et t).

- les paramètres décrivant le plasma initial, à savoir l'espèce atomique et les densités initiales $n_j^{(0)}$ de chaque état d'ionisation ³⁹,
- les paramètres laser (amplitude, phase, polarisation, durée) et est adapté pour le traitement de l'interaction laser-plasma à deux couleurs.

Les quantités plasma à résoudre sont initialement fixées à 0 puis le système d'équations est résolu selon les ξ décroissants par la fonction Matlab `ode45` [187] qui est un algorithme de Runge-Kutta explicite à une étape, d'ordre 4 ⁴⁰.

Le solveur résout l'équation

$$Y' = F(\xi, Y, s, v_g, \nu_c) \quad (2.298)$$

où s , v_g , ν_c sont respectivement l'espèce atomique, la vitesse de groupe laser et le taux de collisions choisis, et

$$Y = \begin{pmatrix} n_0 \\ \vdots \\ n_j \\ \vdots \\ n_Z \\ p_x \\ p_y \\ p_z \\ E_x \end{pmatrix}. \quad (2.299)$$

Des algorithmes préliminaires calculent en premier lieu le champ électrique laser E_L^y , E_L^z à tous les ξ et les taux d'ionisation \mathcal{W}_j à partir du champ laser et de l'espèce s . Puis, pour chaque pas de temps n ($n \in [0, N_\xi - 1]$), l'algorithme calcule la variation de densité de chaque état d'ionisation $n_j^{(n)}$ du gaz choisi :

$$Y_1'^{(n)} = -\mathcal{W}_1 Y_1^{(n)}, \quad (2.300)$$

$$\vdots \quad (2.301)$$

$$Y_j'^{(n)} = \mathcal{W}_j Y_j^{(n)} - \mathcal{W}_{j+1} Y_{j+1}^{(n)}, \quad (2.302)$$

$$\vdots \quad (2.303)$$

$$Y_{Z+1}'^{(n)} = \mathcal{W}_Z Y_Z^{(n)}. \quad (2.304)$$

Deux étapes intermédiaires calculent aussi la densité électronique d'équilibre n_e^0 et sa dérivée $\partial_\xi n_e^0$ à l'étape n à partir des équations (2.110) et (2.111) et des n_j , \mathcal{W}_j . Le facteur de Lorentz γ et la densité électronique n_e sont estimés à l'étape n par

$$\gamma = \sqrt{1 + p_x^{(n)2} + p_y^{(n)2} + p_z^{(n)2}}, \quad (2.305)$$

$$n_e = \frac{n_e^0}{1 - \frac{p_x^{(n)}}{\gamma v_g}}, \quad (2.306)$$

39. En général, le gaz est initialement neutre et $n_0^{(0)} = n_a$, $n_{j \geq 1}^{(0)} = 0$.

40. Un tel algorithme résout l'équation différentielle $y' = f(t, y)$ en calculant $y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$, où l'incrément est le produit de la largeur de l'intervalle h et de l'estimation de la pente. La pente est estimée à partir des valeurs intermédiaires k_j , calculées itérativement au début, au milieu et à la fin de l'intervalle.

et finalement,

$$Y'_{Z+2} = \partial_\xi p_x = v_g^{-1} \frac{n_e}{n_e^0} E_x^{(n)} + \gamma^{-1} v_g^{-2} \frac{n_e}{n_e^0} \left(p_y^{(n)} E_L^y + p_z^{(n)} E_L^z \right) + \left(v_g^{-1} \frac{n_e}{n_e^0} \nu_c - \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \right) p_x^{(n)}, \quad (2.307)$$

$$Y'_{Z+3} = \partial_\xi p_y = v_g^{-1} E_L^y + \left(v_g^{-1} \frac{n_e}{n_e^0} \nu_c - \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \right) p_y^{(n)}, \quad (2.308)$$

$$Y'_{Z+4} = \partial_\xi p_z = v_g^{-1} E_L^z + \left(v_g^{-1} \frac{n_e}{n_e^0} \nu_c - \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \right) p_z^{(n)}, \quad (2.309)$$

$$Y'_{Z+5} = \partial_\xi E_x = n_e^0 - n_e. \quad (2.310)$$

Le solveur résout le système d'équations différentielles, d'autres quantités fluides dérivées peuvent être calculées, telles que le courant électronique. Des modules optionnels peuvent être utilisés pour calculer le champ THz, selon les modèles présentés dans ce chapitre (modèle LC, modèle THz perturbatif).

2.5.3 Le modèle UPPE

Dérivation analytique de l'équation UPPE

Le modèle Uppe (pour « Unidirectional Pulse Propagation Equation », c'est-à-dire « équation unidirectionnelle de propagation d'impulsion »), proposé au début des années 2000 par Kolesik et al [188, 189], consiste à ne considérer que la composante spectrale du champ électrique haute-fréquence se propageant dans la direction avant, c'est-à-dire dans la direction de propagation du champ laser.

La transformation de Fourier spatiale de l'équation de Helmholtz (2.18) donne, pour le membre de droite (contenant les non-linéarités de l'équation) :

$$\hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}} - \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}})}{k^2} = \begin{pmatrix} \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z \end{pmatrix} - \frac{1}{k^2} \begin{pmatrix} \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x k_x^2 + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y k_x k_y + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z k_x k_z \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x k_x k_y + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y k_y^2 + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z k_y k_z \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x k_x k_z + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y k_y k_z + \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z k_z^2 \end{pmatrix}. \quad (2.311)$$

Ce terme non-linéaire qui mélange les composantes du champ électrique est simplifié dans l'approximation paraxiale :

$$k_\perp^2 \ll k^2 \quad (2.312)$$

qui signifie que les champs électriques se propagent avec une faible déviation angulaire par rapport à l'axe de propagation de l'impulsion laser (ici l'axe x), avec $k_\perp = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$. Ainsi l'équation (2.311) devient :

$$\hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}} - \frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}})}{k^2} = \begin{pmatrix} -\hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y k_x k_y / k^2 - \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z k_x k_z / k^2 \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^y - \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x k_x k_y / k^2 \\ \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^z - \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}^x k_x k_z / k^2 \end{pmatrix}. \quad (2.313)$$

Enfin, les équations (2.17) et (2.19) impliquent que

$$\vec{\nabla} \cdot \hat{\vec{E}} = -\frac{\vec{\nabla} \cdot \hat{\mathcal{F}}_{\text{NL}}}{\epsilon_0 n^2(\omega)} \quad (2.314)$$

et ainsi $\hat{E}_x \sim \hat{F}_{\text{NL}}^x \sim \mathcal{O}(k_\perp/k)$. Sous cette approximation, nous pouvons donc négliger le couplage des composantes transverses et longitudinale sur l'axe de propagation, ce qui signifie que les non-linéarités préservent la polarisation du champ électromagnétique. Nous obtenons ainsi une équation de propagation sous la forme :

$$(\partial_x^2 + \nabla_\perp^2 + k^2) \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} = -\mu_0 \omega^2 \begin{pmatrix} \hat{F}_{\text{NL}}^y \\ \hat{F}_{\text{NL}}^z \end{pmatrix} \quad (2.315)$$

où $\nabla_\perp^2 = \partial_y^2 + \partial_z^2$. L'opérateur de propagation du membre de gauche peut être formellement factorisé sous la forme

$$\partial_x^2 + \nabla_\perp^2 + k^2 = (\partial_x - i\sqrt{\nabla_\perp^2 + k^2})(\partial_x + i\sqrt{\nabla_\perp^2 + k^2}) \quad (2.316)$$

ou, après une transformation de Fourier spatiale selon les coordonnées transverses, $\partial_x^2 + \nabla_\perp^2 + k^2 = (\partial_x - ik_x)(\partial_x + ik_x)$. Ces manipulations mettent en évidence les opérateurs $D_-(\omega) = \partial_x + ik_x$ et $D_+(\omega) = \partial_x - ik_x$, qui sont les opérateurs de propagation vers l'arrière et vers l'avant, respectivement. En décomposant le champ électrique en deux composantes avant et arrière

$$\begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{U}_y^+ \\ \hat{U}_z^+ \end{pmatrix} e^{ik_x x} + \begin{pmatrix} \hat{U}_y^- \\ \hat{U}_z^- \end{pmatrix} e^{-ik_x x} \quad (2.317)$$

et en ne conservant que la composante avant du champ, l'application de l'opérateur de propagation arrière donne :

$$D_- \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} = \partial_x \begin{pmatrix} \hat{U}_y^+ \\ \hat{U}_z^+ \end{pmatrix} e^{ik_x x} + 2ik_x \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} \simeq 2ik_x \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} \quad (2.318)$$

après avoir négligé la variation longitudinale de l'enveloppe vers l'avant. L'opérateur avant D_+ est alors appliqué à l'équation et il vient :

$$D_+ D_- \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} = 2ik_x (\partial_x - ik_x) \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix}. \quad (2.319)$$

L'équation (2.315) s'écrit alors

$$\partial_x \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} = ik_x \begin{pmatrix} \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix} + i \frac{\mu_0 \omega^2}{2k_x} \begin{pmatrix} \hat{F}_{\text{NL}}^y \\ \hat{F}_{\text{NL}}^z \end{pmatrix} \quad (2.320)$$

qui est l'équation Uppe recherchée.

Le code Uppe est un code 3D entièrement parallélisé qui résout l'équation Uppe (2.320) dans le domaine de Fourier et qui a été comparé avec succès à des résultats expérimentaux [voir Fig. 2.28]. Il repose sur un schéma de type « split-step spectral » qui consiste à traiter séparément les termes linéaires (dispersion, diffraction) et non-linéaires (photocourants, courants de perte et effet Kerr) de l'équation (2.320). En nommant respectivement \tilde{D} et \tilde{N} ces deux contributions, l'équation (2.320) s'écrit formellement :

$$\partial_x \vec{A} = (\tilde{D} + \tilde{N}) \vec{A} \quad (2.321)$$

Le principe de la méthode numérique est alors de faire agir ces termes successivement en décomposant un pas spatial donné Δx en deux demi-pas de largeur $\Delta x/2$. Les termes linéaires sont résolus de x à $x + \Delta x/2$, puis l'effet des termes non-linéaires est pris en compte en $x + \Delta x/2$; et une seconde résolution des termes linéaires est effectuée de $x + \Delta x/2$ à $x + \Delta x$. La solution au pas $x + \Delta x$ s'écrit alors sous la forme [130] :

$$\vec{A}(x + \Delta x, t) = e^{\frac{\Delta x}{2} \tilde{D}} e^{\int_x^{x+\Delta x} \tilde{N}(x') dx'} e^{\frac{\Delta x}{2} \tilde{D}} \vec{A}(x, t), \quad (2.322)$$

avec une résolution de type Runge-Kutta d'ordre 2 de l'intégrale des termes non-linéaires. Le pas de simulation est adaptatif et est estimé à partir de l'importance des termes non-linéaires : plus ceux-ci sont faibles, plus le pas est large, de façon à accélérer les simulations.

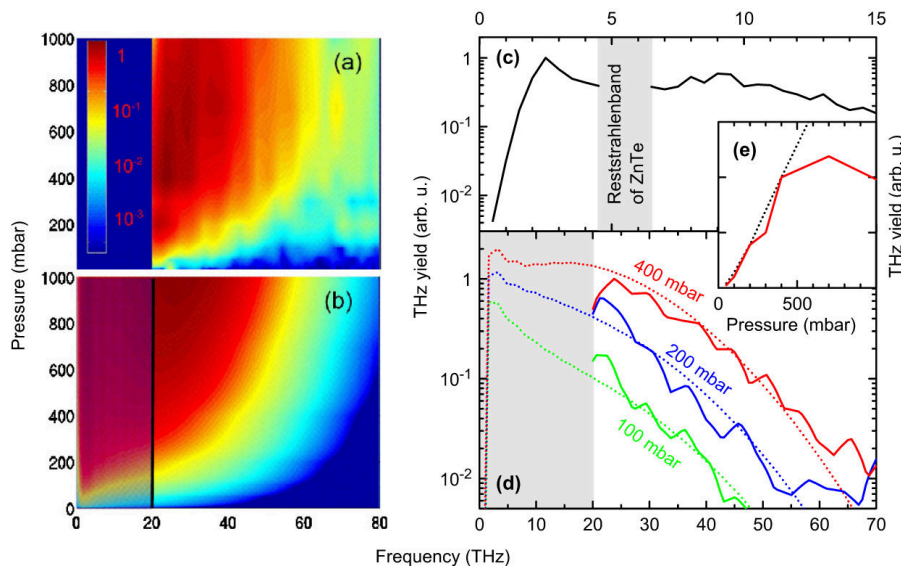


FIGURE 2.28 – (a) Spectre mesuré et (b) résultats de simulations UPPE de rayonnement THz émis par photocourants à partir de plasmas d'argon à des pressions allant de 1 à 1000 millibars. (c) Spectre dans les fréquences THz mesuré par échantillonnage électro-optique, pour une pression de 1000 millibar. La zone grise indique un domaine inaccessible au matériau électro-optique (ici, le ZnTe). En (d), les spectres expérimentaux (courbes pleines) et théoriques (courbes pointillées) sont comparés pour différentes valeurs de pression. Les taux de conversion en fonction de la pression sont donnés en (e), en comparant les simulations (courbes pointillées) et les expériences (courbes pleines). Extrait de [190].

2.5.4 Simulation particulière : le code CALDER

Principe général des codes particuliers

Les codes particuliers, ou « Particle-in-Cell » (PIC) résolvent numériquement le système d'équations de Maxwell-Vlasov (2.3), (2.4), (2.44). Pour cela, la fonction de densité de chaque espèce s est discrétisée dans l'espace des phases sous la forme :

$$f_s = \sum_m^{N_m} \Gamma_m \delta[\vec{r} - \vec{r}_m(t)] \delta[\vec{p} - \vec{p}_m(t)]. \quad (2.323)$$

Chacune des N_m particules numériques indicées par m (aussi nommées macro-particules) de cette somme représente un certain nombre de particules physiques, donné par les poids Γ_m [voir la figure 2.29(a)]. Chaque macro-particule est appelée à suivre une trajectoire dans l'espace des phases $\vec{r}_m(t)$ à la vitesse $\vec{v}_m(t) = \vec{p}_m(t)/m_s \gamma_m$ sous l'influence des forces électromagnétiques. Les équations de Maxwell sont discrétisées en espace et en temps et résolues par la méthode numérique aux différences finies FDTD (pour « Finite Difference Time Domain »). Le couplage entre les

équations de Maxwell et de Vlasov est réalisé via des fonctions de forme S (pour « Spline »), permettant de projeter les macro-particules sur les nœuds du maillage et d'interpoler les champs électromagnétiques aux positions des macro-particules.

Une itération d'un code particulaire est constituée des étapes suivantes :

1. Calcul des densités et des courants ρ et \vec{J} en projetant les macro-particules sur les nœuds du maillage ;
2. Résolution des équations de Maxwell discrétisées ;
3. Interpolation des champs \vec{E} et \vec{B} des nœuds du maillage à la position des macro-particules ;
4. Déplacement des macro-particules avec la force de Lorentz.

Les fonctions de forme S [voir la figure 2.29(b)] sont définies à partir de la fonction créneau⁴¹

$$S_0 = \begin{cases} 1 & \text{si } -\frac{\Delta x}{2} < x < \frac{\Delta x}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.324)$$

et de la relation de récurrence⁴²

$$S_n = S_{n-1} * S_0. \quad (2.325)$$

Les codes PIC contemporains utilisent des fonctions de forme d'ordre 2 à 4. De façon générale, augmenter l'ordre des fonctions de forme diminue le bruit numérique et améliore la conservation de l'énergie, mais s'accompagne d'un coût plus élevé en temps de calcul.

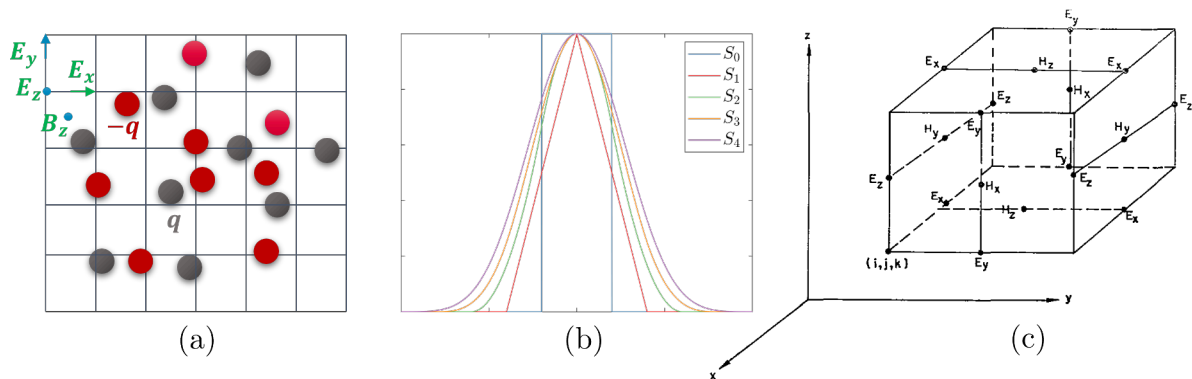


FIGURE 2.29 – (a) Dans un code PIC, les champs sont définis sur le maillage et les particules sont regroupées en macro-particules statistiques, définies par leur position dans l'espace des phases (ici, seule leur position et leur extension dans l'espace réel sont montrées). Chaque macro-particule représente un certain nombre de particules réelles de type identique (électrons, ions). (b) Fonctions de forme S_n selon une coordonnée arbitraire de l'espace réel. (c) Définition des trois composantes du champ électrique (E_i) et du champ magnétique (H_i) sur les maillages primal et dual (décrits au paragraphe consacré à la résolution des équations de Maxwell). Extrait de (c) [191].

41. Aussi appelée « Nearest Grid Point (NGP) function ».

42. Ici * désigne le produit de convolution.

Code particulière 3D cartésien

Nous allons décrire les principales étapes qui constituent une itération temporelle d'un code particulière tel que le code Calder [192]. Les équations sont présentées dans le cas 3D le plus général ; les versions 1D et 2D du code contiennent des équations similaires avec un nombre de mailles égal à l'unité selon une ou deux directions.

Dans la suite, les grandeurs connues sur les nœuds du maillage (champs et densités) sont notées $A_{i,j,k}^n$, où le triplet (i, j, k) désigne la position $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ et n le temps $n\Delta t$. Δx , Δy , Δz et Δt sont les pas spatiaux et temporels de la simulation.

Calcul des densités et des courants Les densités de charge et de courant sont calculés aux nœuds du maillage :

$$\rho_{i,j,k}^n = \sum_s \sum_m^{N_m} q_s \Gamma_m S(\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_m), \quad (2.326)$$

$$\vec{J}_{i,j,k}^n = \sum_s \sum_m^{N_m} q_s \vec{v}_m \Gamma_m S(\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_m). \quad (2.327)$$

Résolution des équations de Maxwell Les champs \vec{E} et \vec{B} sont calculés à partir d'un schéma aux différences finies proposé par K. S. Yee en 1966 [191] dans lequel toutes les grandeurs ne sont pas calculées exactement aux mêmes points et aux mêmes instants. Plus précisément, certaines mailles sont repérées par une valeur de i (resp. j ou k) entier ou demi-entier. Les mailles à valeur entière appartiennent au maillage dit primal ; les autres au maillage dit dual [voir la figure 2.29(c)]. Nous proposons de sous-entendre les symboles i , j , k et n dans les indices des champs pour alléger les notations. Ainsi, $A_{1/2,-1/2,0}^1$ équivaut à $A_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+1}$. Avec ces notations, les équations de Maxwell (2.3) et (2.4) deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{E_x|_{1/2,0,0}^1 - E_x|_{1/2,0,0}^0}{c^2 \Delta t} &= \frac{B_z|_{1/2,1/2,0}^{1/2} - B_z|_{1/2,-1/2,0}^{1/2}}{\Delta y} - \frac{B_y|_{1/2,0,1/2}^{1/2} - B_y|_{1/2,0,-1/2}^{1/2}}{\Delta z} - \mu_0 J_x|_{1/2,0,0}^{1/2}, \\ \frac{E_y|_{0,1/2,0}^1 - E_y|_{0,1/2,0}^0}{c^2 \Delta t} &= \frac{B_x|_{0,1/2,1/2}^{1/2} - B_x|_{0,1/2,-1/2}^{1/2}}{\Delta z} - \frac{B_z|_{1/2,1/2,0}^{1/2} - B_z|_{-1/2,1/2,0}^{1/2}}{\Delta x} - \mu_0 J_y|_{0,1/2,0}^{1/2}, \\ \frac{E_z|_{0,0,1/2}^1 - E_z|_{0,0,1/2}^0}{c^2 \Delta t} &= \frac{B_y|_{1/2,0,1/2}^{1/2} - B_y|_{-1/2,0,1/2}^{1/2}}{\Delta x} - \frac{B_x|_{0,1/2,1/2}^{1/2} - B_x|_{0,-1/2,1/2}^{1/2}}{\Delta y} - \mu_0 J_z|_{0,0,1/2}^{1/2}, \\ \frac{B_x|_{0,1/2,1/2}^{1/2} - B_x|_{0,1/2,1/2}^{-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_z|_{0,1,1/2}^0 - E_z|_{0,0,1/2}^0}{\Delta y} + \frac{E_y|_{0,1/2,1}^0 - E_y|_{0,1/2,0}^0}{\Delta z}, \\ \frac{B_y|_{1/2,0,1/2}^{1/2} - B_y|_{1/2,0,1/2}^{-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_x|_{1/2,0,1}^0 - E_x|_{1/2,0,0}^0}{\Delta z} + \frac{E_z|_{1,0,1/2}^0 - E_z|_{0,0,1/2}^0}{\Delta x}, \\ \frac{B_z|_{1/2,1/2,0}^{1/2} - B_z|_{1/2,1/2,0}^{-1/2}}{\Delta t} &= -\frac{E_y|_{1,1/2,0}^0 - E_y|_{0,1/2,0}^0}{\Delta x} + \frac{E_x|_{1/2,1,0}^0 - E_x|_{1/2,0,0}^0}{\Delta y}, \end{aligned} \quad (2.328)$$

où il est à noter que le champ \vec{E} est résolu sur les pas de temps entiers et le champ \vec{B} sur les pas de temps demi-entiers ; de plus, les coordonnées des composantes de \vec{E} (resp. \vec{B}) sont primales (resp. duales), à l'exception d'une coordonnée⁴³.

43. La coordonnée i , j ou k pour les composantes x , y ou z , respectivement.

Interpolation des champs aux positions des macro-particules Les composantes $a = x, y, z$ des champs \vec{E} et \vec{B} calculés précédemment aux nœuds (i, j, k) du maillage sont interpolées aux emplacements des macro-particules m avec leurs fonctions de forme S :

$$\{E, B\}_a|_m^n = \sum_{i,j,k} \{E, B\}_a|_{i,j,k}^n S(\vec{r}_{i,j,k} - \vec{r}_m). \quad (2.329)$$

Mouvement des macro-particules Les équations du mouvement d'une macro-particule m sont données par

$$\frac{d\vec{r}_m}{dt} = \vec{v}_m, \quad (2.330)$$

$$\frac{d\vec{p}_m}{dt} = q_m(\vec{E} + \vec{v}_m \times \vec{B}). \quad (2.331)$$

La vitesse de la particule étant incluse dans la force de Lorentz, la résolution de ce système d'équations met en œuvre une solution connue sous le nom de pousseur de Boris [193], qui consiste à découpler les actions des forces électriques et magnétiques. Il nécessite de calculer deux composantes d'impulsion intermédiaires \vec{p}_- et \vec{p}_+ .

— Le champ électrique agit pendant un demi pas de temps, ce qui donne

$$\vec{p}_- = \vec{p}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{2} \frac{q\vec{E}^n}{m}. \quad (2.332)$$

— Le champ magnétique agit pendant un pas de temps entier et entraîne une rotation du vecteur impulsion \vec{p}_- vers le vecteur \vec{p}_+ ⁴⁴. L'impulsion choisie dans la force de Lorentz est l'impulsion moyenne sur le pas de temps, soit $(\vec{p}_- + \vec{p}_+)/2$. Enfin, le champ magnétique est interpolé au temps n comme $\vec{B}^n = (\vec{B}^{n-1/2} + \vec{B}^{n+1/2})/2$. Ainsi :

$$\frac{\vec{p}_+ - \vec{p}_-}{dt} = q \frac{\vec{p}_- + \vec{p}_+}{2m\gamma} \times \vec{B}^n. \quad (2.333)$$

— Finalement le champ électrique agit pendant un autre demi pas de temps sur le vecteur \vec{p}_+ :

$$\vec{p}^{n+1/2} = \vec{p}_+ + \frac{\Delta t}{2} \frac{q\vec{E}^n}{m}. \quad (2.334)$$

— A l'issue de ces trois étapes, l'impulsion $\vec{p}^{n+1/2}$ a été calculée. La nouvelle position de la macro-particule est simplement donnée par

$$\vec{r}^{n+1} = \vec{r}^n + \Delta t \frac{\vec{p}^{n+1/2}}{m\gamma^{n+1/2}}. \quad (2.335)$$

Le schéma numérique présenté précédemment est limité dans le choix des pas spatiaux et temporels par une condition de type CFL (pour Courant, Friedrichs, Levy). Cette condition s'obtient en calculant l'équation d'onde numérique dans le vide :

$$\Delta E_a = \partial_t^2 E_a \quad (2.336)$$

dont découlent la relation de dispersion numérique :

44. La norme de \vec{p} est conservée, ce qui implique que $\gamma_- = \gamma_+$.

$$\sin^2\left(\frac{\omega\Delta t}{2}\right) = \sum_{a=x,y,z} \frac{c^2\Delta t^2}{\Delta a^2} \sin^2\left(\frac{k_a\Delta a}{2}\right) \quad (2.337)$$

puis la condition CFL⁴⁵ :

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}. \quad (2.338)$$

En géométrie 1D, cette condition impose par exemple $c\Delta t \leq \Delta x$.

En outre, l'équation de dispersion numérique (2.337) implique que les vitesses de phase et de groupe de la lumière dans le vide ne sont pas égales à c . Pour une onde dirigée dans la direction x , la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega = \frac{2}{\Delta t} \arcsin\left[\frac{\Delta t}{\Delta x} \sin\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)\right]. \quad (2.339)$$

La vitesse de phase numérique est :

$$v_{\phi,n} = \frac{2}{k\Delta t} \arcsin\left[\frac{\Delta t}{\Delta x} \sin\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)\right] \quad (2.340)$$

et la vitesse de groupe numérique :

$$v_{g,n} = \frac{\cos\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)}{\sqrt{1 - \frac{\Delta t^2}{\Delta x^2} \sin^2\left(\frac{k\Delta x}{2}\right)}}. \quad (2.341)$$

Ces effets numériques peuvent revêtir une grande importance lorsque la vitesse de phase est un paramètre critique pour le phénomène étudié. Par exemple, dans le cas de l'accélération par sillage laser, la vitesse de groupe laser est très légèrement inférieure à c et peut donc être dégradée, ce qui amoindrit la vitesse de phase de l'onde de sillage et donc l'énergie du faisceau d'électrons injectés. Un autre phénomène possiblement influencé par ces effets numériques est la génération de rayonnements THz par des lasers à deux couleurs. Comme nous l'avons vu en section 2.3.2, cette source THz dépend du déphasage entre les deux couleurs laser. Les fréquences des couleurs étant différentes, leur vitesse de phase numérique le sont aussi et peut induire un déphasage numérique artificiel au cours de la propagation. Le déphasage accumulé sur une distance de propagation x s'écrit

$$\Delta\phi_n(x) = 2\left(\frac{1}{v_{\phi,n}^1} - \frac{1}{v_{\phi,n}^2}\right) \frac{\omega_0 x}{c} \quad (2.342)$$

où ω_0 est la fréquence fondamentale de l'onde laser et $v_{\phi,n}^{1,2}$ la vitesse de phase numérique de chaque couleur.

Code CALDER-Circ (quasi-3D)

Une simulation en géométrie 3D cartésienne complète est très coûteuse en temps de calcul, c'est pourquoi il est souvent fait usage de géométries réduites, en 1D voire 2D en espace. Une autre solution est l'utilisation d'un code particulière quasi-cylindrique, ou quasi-3D [194]. Les coordonnées cartésiennes sont remplacées par les coordonnées cylindriques (x, r, θ) . Les champs sont alors transformés selon :

45. Lorsque cette condition est vérifiée, ω est réelle quelle que soit la valeur de \vec{k} .

$$\hat{F}^m(x, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(x, r, \theta) e^{im\theta} d\theta \quad (2.343)$$

où $m \in \mathbb{N}$ est un mode de Fourier, tels qu'illustrés en figure 2.30.

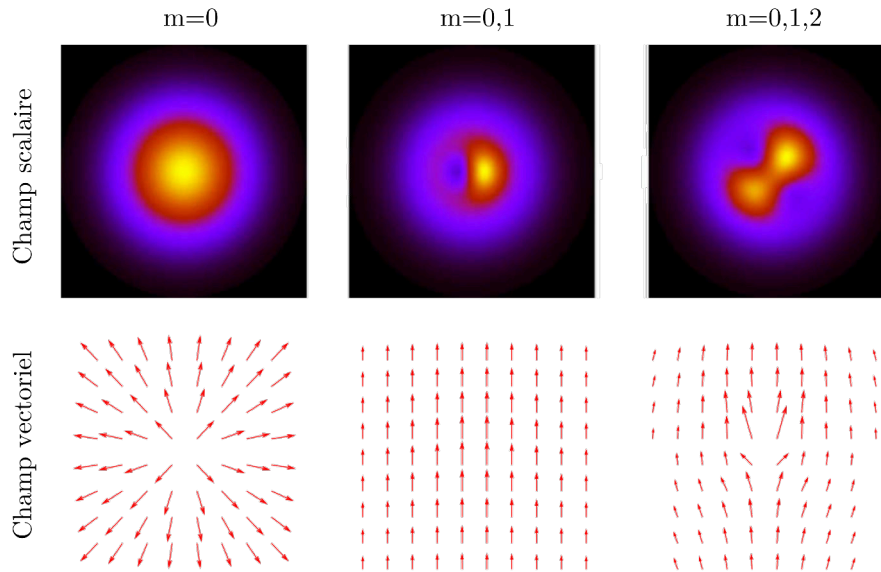


FIGURE 2.30 – Exemples de champs scalaires (en haut) et de champs vectoriels (en bas) avec un ($m = 0$), deux ($m = 0, 1$) ou trois ($m = 0, 1, 2$) modes de Fourier. Extrait de [194].

Le champ initial est alors donné par

$$F(x, r, \theta) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{F}^m(x, r) e^{-im\theta} \quad (2.344)$$

$$= \tilde{F}^0(x, r) + \sum_{m=1}^{+\infty} \mathcal{R}e[\tilde{F}^m(x, r) e^{-im\theta}] \quad (2.345)$$

où

$$\begin{cases} \tilde{F}^0(x, r) = \hat{F}^0(x, r), \\ \tilde{F}^m(x, r) = 2\hat{F}^m(x, r) \text{ pour } m \geq 1. \end{cases} \quad (2.346)$$

Les macro-particules évoluent dans un volume 3D avec des coordonnées cartésiennes. Les composantes du champ électromagnétiques peuvent être calculées avec les équations de Maxwell :

$$\frac{1}{c^2} \partial_t \tilde{E}_x^m = \frac{1}{r} \partial_r (r \tilde{B}_\theta^m) + \frac{im}{r} \tilde{B}_r^m - \mu_0 \tilde{J}_x^m, \quad (2.347)$$

$$\frac{1}{c^2} \partial_t \tilde{E}_r^m = -\frac{im}{r} \tilde{B}_x^m - \partial_x \tilde{B}_\theta^m - \mu_0 \tilde{J}_r^m, \quad (2.348)$$

$$\frac{1}{c^2} \partial_t \tilde{E}_\theta^m = \partial_x \tilde{B}_r^m - \partial_r \tilde{B}_x^m - \mu_0 \tilde{J}_\theta^m, \quad (2.349)$$

$$\partial_t \tilde{B}_x^m = -\frac{1}{r} \partial_r (r \tilde{E}_\theta^m) - \frac{im}{r} \tilde{E}_r^m, \quad (2.350)$$

$$\partial_t \tilde{B}_r^m = \frac{im}{r} \tilde{E}_x^m + \partial_x \tilde{E}_\theta^m, \quad (2.351)$$

$$\partial_t \tilde{B}_\theta^m = -\partial_x \tilde{E}_r^m + \partial_r \tilde{E}_x^m. \quad (2.352)$$

Ces équations étant linéaires, elles ne sont pas capables de coupler les modes ainsi définis. Le couplage des modes est réalisé par l'équation de Vlasov. Le principe d'un code quasi-cylindrique est alors de tronquer la série infinie de l'équation (2.345) à un mode défini m_{\max} , ce qui réduit le problème à la résolution de $m_{\max} + 1$ simulations 2D au lieu d'une simulation 3D. En pratique, il est possible de ne retenir que le mode $m = 0$ qui correspond aux champs axisymétrique $E(x, r)$ (tels que ceux du sillage plasma) et le mode $m = 1$ qui correspond aux champs dont la direction de polarisation est invariante dans le plan transverse (tels que ceux de l'onde laser), comme illustré en figures 2.31. Le mode $m = 0$ est invariant par rotation autour de l'axe x et correspond à l'onde de sillage, tandis que le mode $m = 1$ reproduit les oscillations rapides dans le champ laser. Le mode $m = 2$ est négligeable en comparaison des modes $m = 0$ et 1 [Fig. 2.31(c,d)].

Enfin, les figures 2.31(a,b) démontrent aussi la fidélité du code Calder-Circ comparé au code Calder 3D Cartésien, réputé plus exact. La comparaison des durées de calcul entre (a) (70 heures de CPU) et (b) (7000 heures de CPU) démontre l'intérêt de l'utilisation d'une telle simplification.

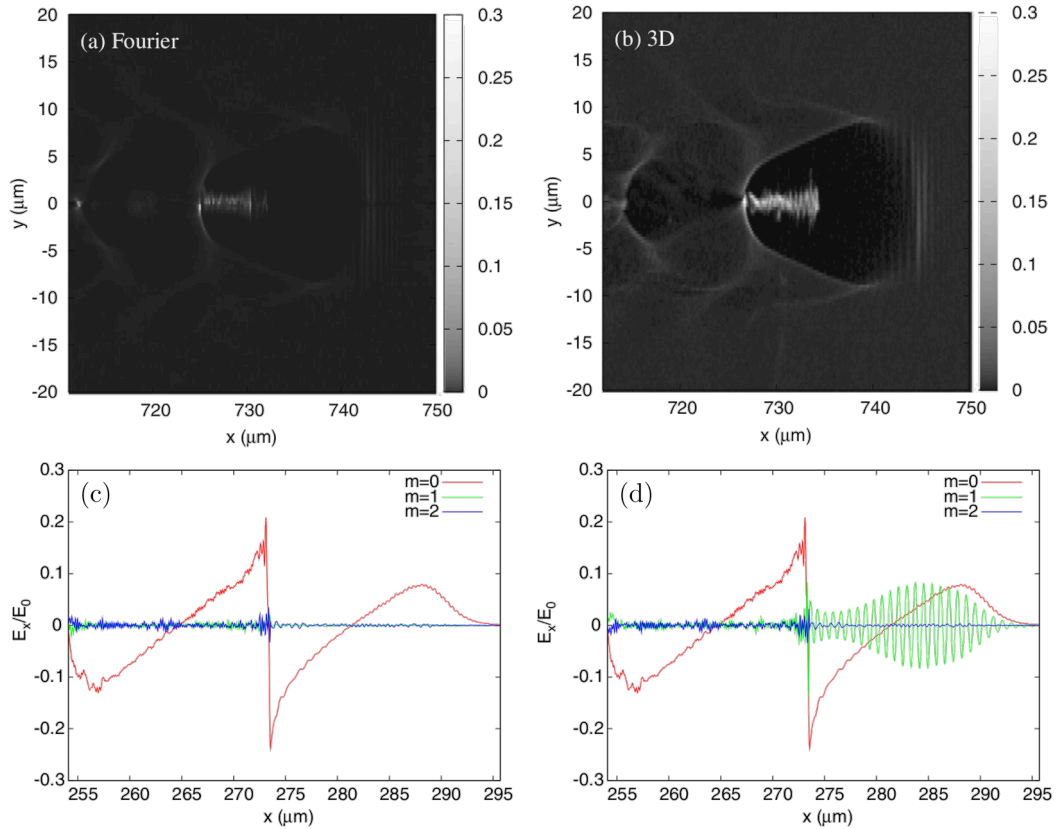


FIGURE 2.31 – (a,b) Comparaison des densités électroniques obtenues au moyen (a) du code CALDER-Circ et (b) du code CALDER-3D Cartésien. Un paquet d’électrons accélérés est visible en $x \approx 735$ μm dans les deux cas. (c,d) Modes du champ longitudinal E_x calculés par CALDER-Circ sur les axes mutuellement orthogonaux (c) $(y, z) = (1, 0)$ μm et (d) $(y, z) = (0, 1)$ μm , pour le mode $m = 0$ (courbes rouges), $m = 1$ (courbes vertes) et $m = 2$ (courbes bleues). L’amplitude normalisée du champ laser est fixée à $a_0 = 5$ et sa tache focale est de $w_0 = 9$ μm . Extrait de [194].

Chapitre 3

Influence de la polarisation laser sur les rayonnements générés par photoionisation

Sommaire

3.1	Preuve expérimentale de l'influence de la polarisation laser sur la génération de rayonnements térahertz	101
3.2	Modèles analytiques pour l'émission térahertz par des champs laser à polarisation variée	103
3.2.1	État de polarisation d'une onde laser à deux couleurs	103
3.2.2	Estimation des non-linéarités plasma produisant du rayonnement térahertz	105
3.2.3	Modèle analytique des photocourants	108
3.3	Confirmations numériques et expérimentales du modèle de photocourants . .	114
3.3.1	Résultats de simulations UPPE	114
3.3.2	Résultats expérimentaux	115
3.3.3	Influence de l'alignement des faisceaux sur le champ térahertz généré .	119
3.4	Conclusion	122

Dans ce chapitre, nous étudions l'influence de la polarisation laser sur la génération de rayonnements THz par photoionisation. Les premiers résultats sur ce sujet ont été obtenus par J. Dai et al. [152], qui ont démontré théoriquement et expérimentalement la rotation de l'axe de polarisation du champ THz, polarisé linéairement, avec la différence de phase entre deux couleurs polarisées circulairement (CP pour « Circular Polarization ») d'un champ laser ionisant un gaz. Puis, C. Meng et al. [128] ont étudié la dépendance de l'énergie THz produite par rapport à l'état de polarisation d'un champ laser à deux couleurs, avec les conventions de polarisation laser suivantes [schématisées en figure 3.1] :

- La configuration « LP-P », dans laquelle les deux harmoniques du champ laser oscillent linéairement selon le même axe (LP pour « Linear Polarization », P pour « Parallel ») ;
- la configuration « LP-O », dans laquelle elles oscillent linéairement, mais selon des directions d'oscillation mutuellement orthogonales (O pour « Orthogonal ») ;
- la configuration « CP-S », où les deux harmoniques sont polarisées circulairement avec la même hélicité (S pour « Same ») ;
- la configuration « CP-C », où elles sont polarisées circulairement avec des hélicités différentes (l'une gauche, l'autre droite : C pour « Counter »).

Ils ont mis en évidence expérimentalement l'augmentation de l'énergie THz d'un facteur ~ 5 lors

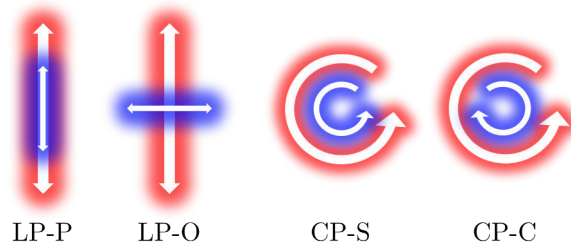


FIGURE 3.1 – Représentation schématique des quatre configurations de polarisation à deux couleurs laser étudiées dans ce chapitre, dans le plan orthogonal à la direction de propagation laser, selon la convention introduite par C. Meng *et al.* [128]. Le champ électrique du fondamental laser est représenté en rouge et la seconde harmonique en bleu.

de l'interaction, avec un jet d'hélium (sous-dense), d'un champ laser polarisé CP-S, comparé au résultat équivalent avec la configuration LP-P. À l'inverse, des impulsions laser CP-C ou LP-O produisent expérimentalement une énergie THz bien plus faible.

O. Kosareva *et al.* [154] ont étudié expérimentalement la génération de rayonnements THz par des interactions laser-gaz à deux couleurs (LP) en faisant varier l'angle entre les axes d'oscillations des deux harmoniques de l'impulsion laser. Sur la base de simulations numériques et de mesures expérimentales, ils ont rapporté un effondrement de l'énergie THz ainsi qu'une polarisation THz devenant rapidement elliptique lorsque l'angle s'approche de $\pi/2$ (c'est-à-dire d'une configuration LP-O).

D'autres configurations ont été étudiées dans la littérature. Ainsi, V. Y. Fedorov *et al.* [153] ont mené une comparaison numérique de la génération de rayonnement THz par effet Kerr ou par les photocourants sur la base de modèles simples, soit respectivement les équations (3.10) et (2.133), pour divers états de polarisation des deux couleurs, incluant notamment une configuration dans laquelle le fondamental laser est polarisé elliptiquement et la seconde harmonique laser est polarisée linéairement. Les auteurs prédisent un comportement opposé des deux sources comparées en fonction de l'ellipticité choisie pour le fondamental, pouvant permettre de discriminer expérimentalement la nature de la source dominante de rayonnements THz, entre l'effet Kerr et les photocourants. Par ailleurs, en configuration CP-S, ces auteurs ont confirmé la variation de l'axe de rotation du champ THz avec la différence de phase des deux couleurs, et la croissance de l'énergie THz produite avec l'ellipticité du fondamental (cette énergie restant indépendante du déphasage $\omega_0/2\omega_0$).

Ainsi, un certain nombre de résultats expérimentaux et de simulations montrent que l'emploi d'un champ laser polarisé circulairement conduit à l'amélioration du rendement de la génération de rayonnement THz par les photocourants, néanmoins une explication convaincante de ce phénomène n'a pas encore été proposée dans la littérature. Nous nous proposons ici de fournir une telle explication, reposant sur la dynamique fine des courants d'ionisation dépendant de l'état de polarisation du champ laser. La première partie de ce chapitre décrit les résultats principaux issus du travail expérimental de C. Meng *et al.* [128] sur ce sujet, mettant en avant les caractéristiques des champs THz produits par l'interaction d'une impulsion laser LP ou CP avec un gaz sous-dense. En deuxième partie, il est montré que de simples modèles analytiques de type « courant local » reposant sur la description microscopique des courants produits aux instants d'ionisation, introduits au chapitre précédent (section 2.3.2), permettent de prédire correctement ces résultats expérimentaux tout en donnant une explication qualitative des comportements observés. Nous confirmons en troisième partie la pertinence de ce modèle par des expériences dédiées et des simulations Uppe réalisées en lien avec les travaux de cette thèse.

3.1 Preuve expérimentale de l'influence de la polarisation laser sur la génération de rayonnements térahertz

En 2016, C. Meng et al. [128] ont démontré expérimentalement que l'utilisation d'un laser à deux couleurs polarisées circulairement (CP-S) menait à une augmentation du rayonnement THz généré.

Le montage expérimental est le suivant [voir Fig. 3.2]. Une impulsion laser d'une longueur d'onde de 800 nm émet des impulsions de 25 fs à un taux de répétition de 1 kHz. L'énergie des impulsions peut aller jusqu'à 4 mJ. Une deuxième couleur est générée grâce à un cristal doubleur β -BBO de 200 μm d'épaisseur. Pour une meilleure manipulation, les deux harmoniques laser sont ensuite séparées par un filtre dichroïque.

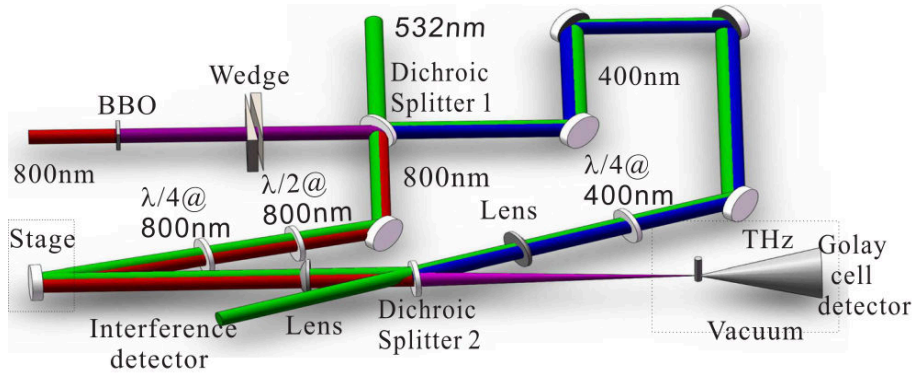


FIGURE 3.2 – Une impulsion laser à 800 nm traverse un cristal doubleur BBO, puis les deux composantes (fondamental et harmonique deux) sont séparées par un filtre dichroïque. Leur polarisation peut être choisie par une action sur des lames quart- et demi-ondes. Après recombinaison au niveau d'un autre filtre dichroïque, le faisceau est focalisé par des lentilles (en amont de la lame) dans un jet de gaz d'un diamètre de 100 μm où un rayonnement THz est généré par photoionisation. Celui-ci est mesuré par une cellule de Golay. Extrait de [128].

Chaque couleur passe ensuite à travers une lame quart-d'onde pour en changer la polarisation, initialement linéaire, en une polarisation circulaire. En outre, pour le fondamental, une lame demi-onde permet de changer la polarisation circulaire entre droite et gauche.

Le contrôle du déphasage entre les deux bras de l'interféromètre est réalisé par un système laser continu de longueur d'onde 532 nm. La figure produite par l'interférence entre les deux bras du dispositif laser est enregistrée en temps réel et agit en retour sur un miroir mû par un transducteur piézoélectrique. Ce système permet de limiter la dérive de la phase relative entre les composantes ω_0 et $2\omega_0$ au cours du temps à une valeur inférieure à 0.02π .

Après recombinaison, l'impulsion à deux couleurs est focalisée dans un jet de gaz, ce qui génère un rayonnement THz par photoionisation.

Les auteurs montrent que l'utilisation d'une impulsion laser polarisée en configuration CP-S augmente le rendement laser-THz d'un facteur de l'ordre de 2 à 5¹, en fonction de l'intensité laser et de la nature du gaz employé. En particulier, dans la gamme d'intensité laser utilisée (de 1 à $5 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$), le potentiel d'ionisation de l'orbitale de valence des espèces étudiées (O_2 , Xe, CO_2 , N_2 , Ar, Ne, He) est suffisamment bas pour que l'état de charge final Z^* soit égal à 1, à l'exception du xénon et de l'hélium. Dans les cas où $Z^* = 1$, le facteur d'amélioration est de l'ordre de 4 à 5. Dans les cas contraires, l'amplitude maximale atteinte par le champ

1. Ce facteur est noté EF pour « Enhancement Factor », correspondant à un gain en puissance THz collectée par le détecteur.

électrique d'un laser polarisé circulairement étant $\sqrt{2} \simeq 1.41$ fois plus faible que celle d'un laser polarisé linéairement (à intensité laser constante), le gaz est plus faiblement ionisé que par un laser polarisé linéairement, soit $Z^* < 1$.

A égale ionisation du gaz, la nette amélioration du rendement est attribuée en référence [128] au fait que cette ionisation intervient plus tard, et donc plus près du maximum d'amplitude laser, pour un champ polarisé circulairement. Dans cette configuration, les électrons libérés par ionisation seraient soumis à un champ électrique plus élevé qu'en polarisation laser circulaire. Cette interprétation est toutefois erronée².

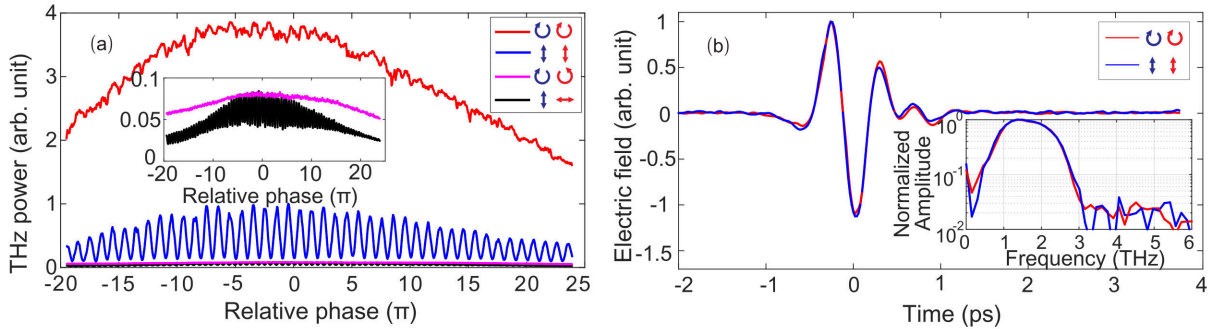


FIGURE 3.3 – (a) Dépendance de la puissance THz à la différence de phase entre les deux couleurs du champ laser. Le rayonnement THz est produit par l'ionisation d'un jet d'argon à la pression de 200 mbar pour une intensité laser de $3 \times 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$, en polarisation circulaire (courbes rouge et rose) ou linéaire (courbes bleue et noire). Les courbes rouge et bleue correspondent respectivement au cas où les deux couleurs ont la même hélicité ou le même axe d'oscillation ; les courbes rose et noire aux cas (inefficaces) où l'hélicité des deux couleurs est opposée ou les axes d'oscillation sont orthogonaux. (b) Champs et spectres (en insert) correspondant aux courbes de couleurs identiques de la figure (a), à la valeur de déphasage entre les deux couleurs laser la plus favorable. Extrait de [128].

Enfin, les auteurs montrent que le courant résiduel (THz) est polarisé linéairement, perpendiculairement au courant électrique persistant après le passage de l'impulsion laser. Contrairement à la configuration où le laser est polarisé linéairement (voir section 2.3.2), la valeur du déphasage entre les deux couleurs ne joue pas sur la puissance du champ généré [voir Fig. 3.3(a)], mais sur la direction d'oscillation du champ électrique THz. La forme du champ généré est conservée en changeant la polarisation laser [voir Fig. 3.3(b)].

Les deux configurations CP-C et LP-O ont des rendements expérimentalement négligeables en comparaison des rendements des configurations LP-P et CP-S [voir Fig. 3.3(a), courbes rose et noire], en accord avec les résultats expérimentaux de O. Kosareva et al. [154]. Pour la première configuration, ce résultat s'explique par le profil très symétrique du champ électrique laser aux instants d'ionisation, incapable de générer un courant électrique basse-fréquence de façon constructive. Pour la seconde, le champ THz est produit uniquement du fait de la seconde composante de couleur de l'impulsion laser, qui est de faible amplitude en comparaison de l'harmonique fondamentale.

L'influence de la polarisation du champ laser sur la génération de rayonnements par les photocourants est étudiée dans la section suivante à partir d'un modèle analytique simple : le modèle de courant local (LC). Comme nous allons le voir, celui-ci permet d'expliquer le gain obtenu en

2. Quelle que soit la polarisation laser employée, l'ionisation se produit à valeur de champ électrique fixe (voir section 2.2.2). En polarisation circulaire, l'ionisation se produit plus près du maximum d'amplitude laser, car celui-ci est réduit d'un facteur $\sqrt{2}$.

configuration CP-S par la dépendance de la vitesse fluide aux paramètres laser. En particulier, nous montrons que celle-ci devient proportionnelle à l'amplitude de l'harmonique fondamentale en configuration CP-S, tandis qu'en configuration LP-P, la vitesse fluide dépend de l'amplitude de la seconde harmonique. Le modèle LC permet aussi de décrire l'effondrement du champ THz généré lorsque la configuration choisie est CP-C ou LP-O et de démontrer l'indépendance de l'énergie THz par rapport au déphasage entre les deux couleurs en polarisation CP-S.

3.2 Modèles analytiques pour l'émission térahertz par des champs laser à polarisation variée

La théorie classique de la photoionisation a été rappelée en section 2.3.2. Ici, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation laser sur ce phénomène.

3.2.1 État de polarisation d'une onde laser à deux couleurs

Nous avons exposé en section 2.2.1 la convention permettant de définir la polarisation d'une impulsion laser à une couleur. Celle-ci est déterminée par les paramètres ρ (l'ellipticité) et θ (l'angle de polarisation). Avec deux couleurs laser, ces notations deviennent³ :

$$\vec{E}_L(t) = \sum_{j=1,2} \frac{E_j}{\sqrt{1+\rho_j^2}} \begin{pmatrix} \cos(j\omega_0 t + \varphi_j) \\ \rho_j \cos(j\omega_0 t + \varphi_j + \theta_j) \end{pmatrix} \exp \left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_j^2} \right] \quad (3.1)$$

Nous considérons ici des impulsions laser à deux couleurs ($j = 1, 2$), polarisées linéairement ou circulairement.

En polarisation linéaire, nous distinguons le cas où les deux harmoniques oscillent parallèlement (LP-P), soit $\rho_j = 0$ ⁴, ou orthogonalement (LP-O), soit $\rho_1 = 0$, $\rho_2 = +\infty$ et $\theta_j = 0$. En polarisation circulaire ($\rho_j = 1$), les deux composantes peuvent avoir la même hélicité (CP-S), soit $\theta_1 = \theta_2 = \pm\pi/2$ ou d'hélicité opposée (CP-C), soit $\theta_1 = -\theta_2 = \pm\pi/2$. Nous ne nous intéressons pas ici au cas où les états de polarisation des deux composantes de couleur seraient différents (l'une polarisée linéairement, l'autre circulairement).

Sans perte de généralité, il est possible de choisir $\varphi_1 = 0$ et de noter $\varphi \equiv \varphi_2$. Les durées des deux harmoniques laser sont choisies égales, soit $\tau_0 \equiv \tau_j$. Enfin, nous introduisons l'amplitude laser $E_0 = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$ et la fraction en énergie de la seconde harmonique $r = E_2^2/E_0^2$. En général, une valeur typique $r = 0.1$ est utilisée dans la suite. Le champ électrique laser en configuration LP-O s'écrit :

$$\vec{E}_L(t) = E_0 e^{-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}} \begin{pmatrix} \sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) \\ \sqrt{r} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

et en configuration LP-P et CP (-S ou -C) :

$$\vec{E}_L(t) = \frac{E_0 e^{-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}}}{\sqrt{1+\rho^2}} \left[\sqrt{1-r} \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t) \\ \rho \cos(\omega_0 t + \theta) \end{pmatrix} + \sqrt{r} \begin{pmatrix} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \\ \rho \cos(2\omega_0 t + \theta + \varphi) \end{pmatrix} \right] \quad (3.3)$$

3. Ici, nous utilisons la notation vectorielle $\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha \vec{e}_y + \beta \vec{e}_z$.

4. Ceci revient à considérer un champ laser polarisé selon l'axe y . Les résultats établis dans la suite pour la configuration LP-P sont évidemment généralisables à toute direction de polarisation du champ laser.

où le paramètre d'hélicité $\varepsilon = +1$ correspond à une polarisation CP-S et $\varepsilon = -1$ à une polarisation CP-C.

La figure 3.4 donne un aperçu de la configuration du champ électrique, du profil de la densité électronique au moment de l'ionisation et du taux d'ionisation (QST, voir section 2.2.2) pour chacune des quatre polarisations étudiées. Le gaz ionisé est de l'argon à pression ambiante, et la longueur d'onde laser vaut 800 nm, pour une durée de l'impulsion $\tau = 60$ fs et une intensité $I_0 = 200 \text{ TW.cm}^{-2}$. Le déphasage entre les deux couleurs est $\varphi = \pi/2$. Il est à noter que l'état de charge Z^* final atteint pour ces paramètres laser-gaz dépend fortement de la valeur exacte de l'intensité maximale du champ électrique laser [voir la courbe noire de la figure 2.4, qui est tracée pour un champ laser en polarisation linéaire]. En polarisation circulaire, la valeur maximale atteinte par le champ laser est inférieure d'un facteur $\sqrt{2}$ à l'équivalent en polarisation linéaire.

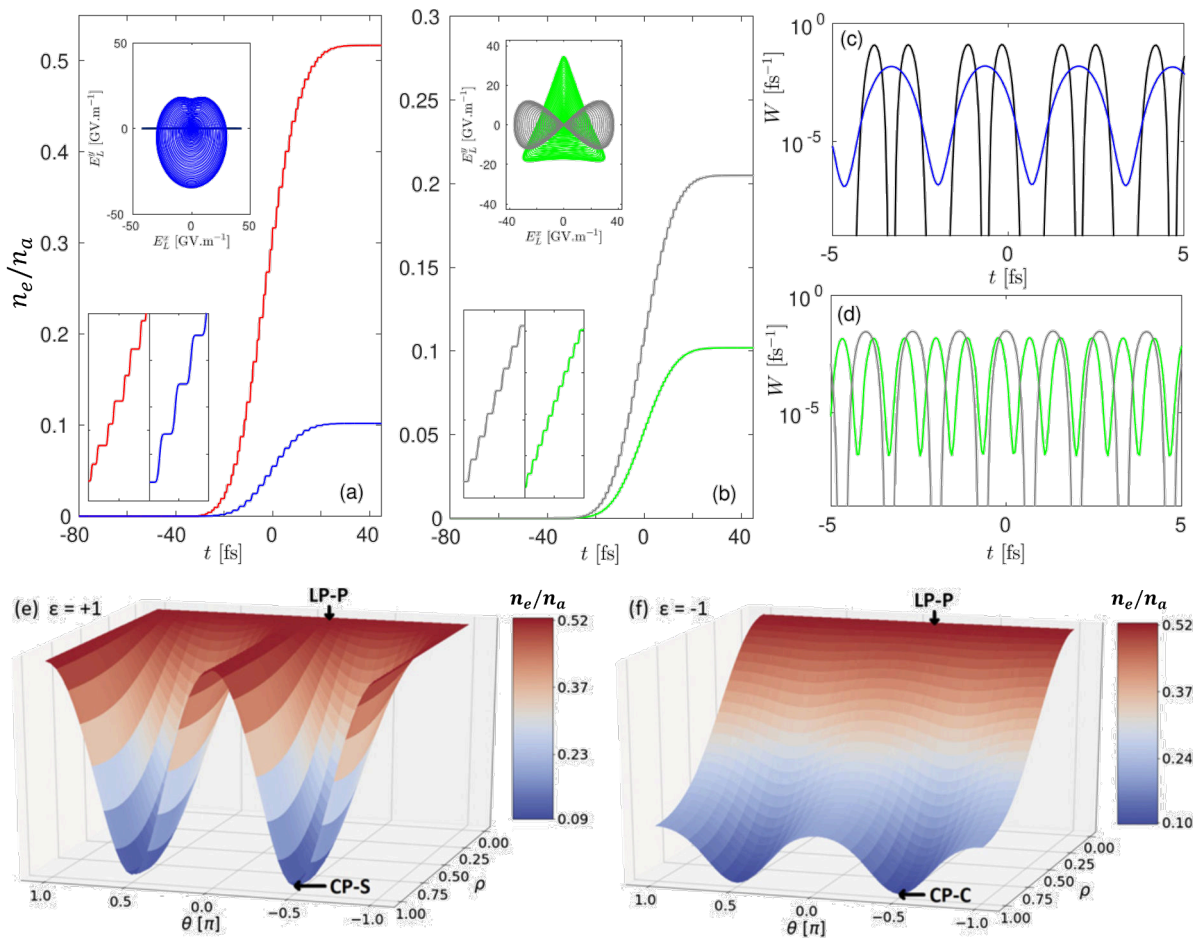


FIGURE 3.4 – (a) et (b) Densité électronique $n_e(t)$ au cours de l'ionisation de l'argon à pression ambiante dans les cas (a) LP-P (rouge) et CP-S (bleu), et dans les cas (b) CP-C (vert) et LP-O (gris), par un champ laser à deux couleurs ($r = 0.1$, $\varphi = \pi/2$), d'une durée de 60 fs, d'une longueur d'onde de 800 nm et d'une intensité de 200 TW.cm^{-2} . Les inserts en partie haute détaillent le profil transverse du champ électrique dans chacune des configurations; en partie basse, ils montrent un agrandissement (dans une fenêtre restreinte de 10 fs) du profil de densité permettant de mieux apprécier la forme des sauts d'ionisation dans chacune des configurations. (c,d) Taux d'ionisation QST correspondant. (e,f) Représentation de la valeur de $Z^* = n_e(t \rightarrow +\infty)/n_a$ pour $\rho_1 = \rho_2 \equiv \rho \leq 1$ et $\theta_1 = \theta_2 \equiv \theta$ avec (e) hélicités identiques ($\varepsilon = +1$) et (f) hélicités opposées ($\varepsilon = -1$). Extrait de [195].

Le champ électrique laser atteint les valeurs les plus élevées en configuration LP-P, si bien que l'état de charge final est aussi le plus élevé des quatre configurations. En configuration CP-S, l'état de charge final atteint est inférieur d'un facteur 5, avec un profil de densité composé de sauts plus longs et plus réguliers. Cette différence de régularité se retrouve dans le profil du taux d'ionisation [Fig. 3.4(c)]. La configuration CP-C produit un état de charge final identique à celui de la configuration CP-S, quoique à l'issue d'une succession de nombreux et courts pas d'ionisation. La configuration LP-O est intermédiaire entre les configurations circulaires et la configuration LP-P, car la valeur maximale atteinte par le champ électrique dans cette configuration est inférieure à $E_1 + E_2$ (cas LP-P), les deux composantes de couleurs oscillant selon des axes orthogonaux.

Les figures 3.4(e,f) détaillent le comportement de la densité à intensité et durée laser fixes en fonction des paramètres géométriques de l'impulsion à deux couleurs, soit $0 \leq \rho_1 = \rho_2 = \rho \leq 1$ et $-\pi \leq \theta_1 = \theta_2 = \theta \leq \pi$, révélant d'importantes variations avec l'état de polarisation de l'impulsion. La configuration LP-P, produisant les amplitudes de champ locales les plus fortes, est associée avec le plus fort niveau d'ionisation. A l'inverse les configurations circulaires conduisent aux plus faibles états d'ionisation finale.

La configuration CP-C présente un profil de champ électrique très symétrique, avec une invariance par rotation d'un angle de $2n\pi/3$, expliquant l'inefficacité de cette configuration pour générer un champ basse-fréquence, les vitesses électroniques aux instants d'ionisation (c'est-à-dire aux extremums du champ électrique) se compensant mutuellement pour donner une résultante nulle, comme démontré ci-dessous.

3.2.2 Estimation des non-linéarités plasma produisant du rayonnement térahertz

Norme du champ électrique

Les caractéristiques principales du rayonnement généré par la photoionisation peuvent être retrouvées en utilisant un modèle d'ondes planes, dans lequel $\tau \rightarrow +\infty$. La norme du champ électrique peut alors s'écrire, en polarisation LP-O :

$$|\vec{E}_L|(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} (1 + (1 - r) \cos(2\omega_0 t) + r \cos(4\omega_0 t + 2\varphi))^{1/2} \quad (3.4)$$

et pour les trois autres configurations :

$$|\vec{E}_L|(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2(1 + \rho^2)}} \left(1 + \rho^2 + 2\sqrt{r(1 - r)}(1 + \varepsilon\rho^2) \cos(\omega_0 t + \varphi) + (1 - \rho^2)(1 - r) \cos(2\omega_0 t) \right. \\ \left. + 2\sqrt{r(1 - r)}(1 - \varepsilon\rho^2) \cos(3\omega_0 t + \varphi) + (1 - \rho^2)r \cos(4\omega_0 t + 2\varphi) \right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

Polarisation Kerr

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, les nonlinéarités optiques (type Kerr) peuvent produire des rayonnements basse-fréquence. Le rayonnement THz généré par effet Kerr peut être estimé comme la composante quasi-DC du champ $\vec{E} \propto \partial_t^2 \vec{P}$ [196, 197]. Pour un milieu non-linéaire isotrope et non dispersif, la polarisation non-linéaire d'ordre 3 [Eq. (2.119)] dans un milieu isotrope s'écrit [130] dans le plan transverse (y, z) :

$$P_{\text{Kerr}}^y = \frac{3}{4}\epsilon_0\chi^{(3)} \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_z|^2 \right) E_y + \frac{1}{3}(E_y^* E_z) E_z \right], \quad (3.6)$$

$$P_{\text{Kerr}}^z = \frac{3}{4}\epsilon_0\chi^{(3)} \left[\left(|E_z|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2 \right) E_z + \frac{1}{3}(E_z^* E_y) E_y \right], \quad (3.7)$$

dont nous pouvons déduire les contributions basse-fréquence générées par effet Kerr pour chacune des configurations de polarisation :

$$\vec{P}_{\text{Kerr}}^{\text{LP-O}} = \frac{1}{4}\epsilon_0\chi^{(3)} E_0^3 \sqrt{r}(1-r) \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

$$\vec{P}_{\text{Kerr}}^{\text{LP-P}} = \frac{3}{4}\epsilon_0\chi^{(3)} E_0^3 \sqrt{r}(1-r) \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

$$\vec{P}_{\text{Kerr}}^{\text{CP}} = \frac{1}{2^{5/2}}\epsilon_0\chi^{(3)} E_0^3 \sqrt{r}(1-r)(1+\varepsilon) \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \\ -\sin(\varphi) \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Ces relations montrent que pour la polarisation Kerr :

- La configuration LP-O est toujours défavorable par rapport à la configuration LP-P, d'un facteur trois en amplitude, soit neuf en puissance ou en intensité ;
- La configuration LP-P dépend d'un facteur $\cos(\varphi)$ (maximal en $\varphi = 0$) tandis que la configuration CP produit un rayonnement polarisé linéairement selon $-\varphi$;
- La configuration CP-C ($\varepsilon = -1$) ne permet pas de générer de rayonnement basse-fréquence.

Modèle d'ondes planes pour les photocourants

L'équation (2.147) peut être développée dans la limite des faibles ionisations ($n_e \ll n_a$) comme

$$n_e(t) \simeq n_a \int_{-\infty}^t \mathcal{W}[E_L(t')] dt' \propto \int_{-\infty}^t E_L^2(t') dt' \quad (3.11)$$

d'où le champ THz est estimé à partir du modèle de Courant Local (2.143) et de l'équation de courant (2.116) :

$$\vec{E}_{\text{THz}}(t) \propto \partial_t \vec{J}_{\text{THz}} \propto n_e \vec{E}_L \propto \left[\int_{-\infty}^t E_L^2(t') dt' \right] \vec{E}_L(t). \quad (3.12)$$

Le champ THz issu des photocourants⁵ pour les différentes configurations de polarisation étudiées est alors de la forme :

$$\vec{E}_{\text{PC}}^{\text{LP-O}} \propto -\frac{1}{8} E_0^3 \sqrt{r}(1-r) \begin{pmatrix} 0 \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

$$\vec{E}_{\text{PC}}^{\text{LP-P}} \propto \frac{3}{8} E_0^3 \sqrt{r}(1-r) \begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

$$\vec{E}_{\text{PC}}^{\text{CP}} \propto \frac{1}{2^{5/2}} E_0^3 \sqrt{r}(1-r)(1+\varepsilon) \begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

5. L'indice PC signifie « Photocourants ».

Ce modèle permet de prédire la polarisation du champ généré dans les différentes configurations. Celle-ci est systématiquement linéaire mais l'amplitude du champ varie avec $\sin(\varphi)$ dans le cas d'une onde laser polarisée linéairement. Lorsque celle-ci est polarisée circulairement, le champ THz reste polarisé linéairement selon l'angle de déphasage φ , et son intensité est indépendante de φ . Enfin, une génération négligeable de rayonnement basse-fréquence en configuration CP-C ($\varepsilon = -1$) est justifiée, ainsi que la moindre efficacité de la configuration LP-O comparée à la configuration LP-P, d'un facteur trois en amplitude. Contrairement aux non-linéarités Kerr, les photocourants ont une dépendance en $\sin(\varphi)$, provenant de l'intégrale de E_L^2 .

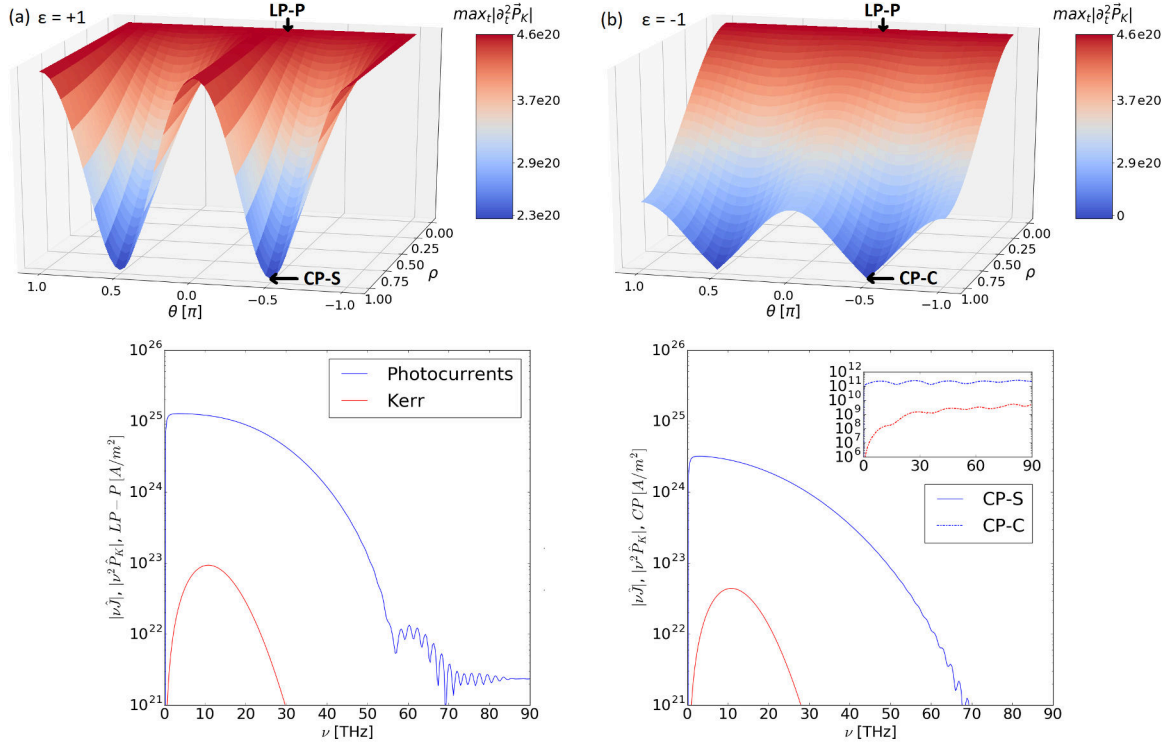


FIGURE 3.5 – (a,b) Cartographie dans le plan (ρ, θ) de $\max |\partial_t^2 \vec{P}_{Kerr}|$ en $\text{A}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, filtré dans le domaine THz $\nu \leq \nu_{co} = 90$ THz, dans les configurations (a) $\varepsilon = +1$ et (b) $\varepsilon = -1$, pour un champ laser gaussien de 60 fs à deux couleurs vérifiant $\varphi = 0$ et un indice Kerr (n_2) du milieu valant $10^{-19} \text{ cm}^2\cdot\text{W}^{-1}$. (c) et (d) Spectres THz pour des impulsions (c) LP-P, (d) CP-S et CP-C comparant l'efficacité des non-linéarités Kerr ($\varphi = 0$, courbes rouges) et des photocourants ($\varphi = \pi/2$, courbes bleues) prévues par le modèle LC. L'insert en figure (d) représente les résultats correspondant à la configuration CP-C. Le taux de collision est pris égal à $\nu_c = 2.85 \text{ ps}^{-1}$. Extrait de [195].

Les amplitudes relatives des rayonnements basse-fréquence produits par effet Kerr ou par les photocourants peuvent être comparées. La figure 3.5(a) et (b) montre une cartographie dans le plan (ρ, θ) de la valeur maximale prise par le terme source Kerr ($\propto \partial_t^2 \vec{P}_{Kerr}$) filtré dans la gamme des fréquences THz ($\nu \leq 90$ THz). L'impulsion laser a une durée de 60 fs et contient deux couleurs en phase ($\varphi = 0$); son amplitude vaut $100 \text{ TW}\cdot\text{cm}^{-2}$, ce qui est représentatif d'une force de champ favorisant la génération de plasma dans l'argon, au détriment de la réponse Kerr. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces simulations. D'abord, dans le cas $\varepsilon = +1$, une différence d'amplitude d'ordre 2 dans les termes source Kerr est observée, comparable à la prédiction des équations (3.9) et (3.10) $|\vec{P}_{Kerr}^{\text{LP-P}}|/|\vec{P}_{Kerr}^{\text{CP-S}}| = 3/\sqrt{2} \simeq 2$. Ensuite, la configuration

CP-C ($\varepsilon = -1$) ne génère pratiquement aucun rayonnement, en accord avec l'équation (3.10), le champ résiduel pouvant être attribué à l'effet de l'enveloppe lentement variable de l'impulsion laser.

Les figures 3.5(c) et (d) montrent une prévalence du phénomène lié aux photocourants de deux ordres de grandeur en amplitude en comparaison de l'effet Kerr. Cette tendance étant amplifiée avec l'augmentation de l'intensité laser, nous négligeons la réponse Kerr du plasma dans la suite.

Enfin, ces figures montrent une supériorité de la configuration LP-P par rapport à la configuration CP-S, d'environ un facteur 2 – 3, pour la source de rayonnements à photocourants, tandis que les équations (3.14) et (3.15) semblent prédire une quasi-égalité, étant donné que $3/8 \simeq 2^{-3/2} \simeq 0.35$. Il doit être gardé à l'esprit que le rayonnement généré croît avec l'état d'ionisation final Z^* , qui peut être supérieur lorsque l'onde laser est linéairement polarisée [voir section 3.1, et la figure 3.4(e,f)]. De plus, la littérature fait état d'une efficacité accrue à ionisation équivalente lors de l'utilisation d'un faisceau laser polarisé circulairement (voir section 3.1). Dès lors, il convient de distinguer l'effet du différentiel d'ionisation induit par des états de polarisation différentes, de l'influence propre de la polarisation laser sur le rendement laser-THz. En outre, la défocalisation laser limite en pratique l'intensité maximale atteinte, et donc l'ionisation du gaz à des niveaux comparables quel que soit l'état de polarisation laser choisi [198]. Pour toutes ces raisons, il est naturel de choisir une normalisation de l'amplitude THz $E_{\text{THz}} = g\partial_t J|_{\text{THz}}$ avec

$$g \sim -\frac{m_e}{e^2} \frac{1}{Z^* n_a} \quad (3.16)$$

faisant intervenir l'état final d'ionisation du gaz $n_e(t \rightarrow +\infty) = Z^* n_a$. Nous pouvons alors estimer l'efficacité de conversion⁶ comme

$$\eta = \frac{\int_{-\omega_{co}}^{\omega_{co}} |\widehat{\vec{E}}_{\text{THz}}|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\widehat{\vec{E}}_L|^2 d\omega}. \quad (3.17)$$

Une estimation de cette efficacité pour des paramètres identiques à ceux de la figure 3.4 est donnée en figure 3.6. La configuration CP-C est une fois de plus confirmée comme étant inefficace en comparaison des configurations LP-P et CP-S. En revanche, la configuration CP-S est associée à une efficacité de conversion amplifiée d'un facteur 5 à 6 comparé à la configuration LP-P.

Pour expliquer le gain d'efficacité dû au choix d'une polarisation CP-S par rapport à la polarisation LP-P rapporté dans le travail de C. Meng et al. [128], nous proposons d'étendre la description microscopique des photocourants, telle que décrite en section 2.3.2 pour une polarisation laser LP-P, aux états de polarisation CP. Nous incluons dans cette analyse les états CP-S et -C, ainsi que la polarisation LP-O.

3.2.3 Modèle analytique des photocourants

Nous adaptons dans cette section la démarche décrite en section 2.3.2 pour les configurations d'intérêt, en négligeant les collisions électrons-ions. Rappelons la vitesse fluide des électrons [Eq.

6. Cette grandeur correspond rigoureusement au rapport des fluences THz et laser, qui s'identifie à l'intégrale de l'intensité optique au cours du temps. Le taux de conversion correspond à un rapport d'énergie en géométrie 3D.

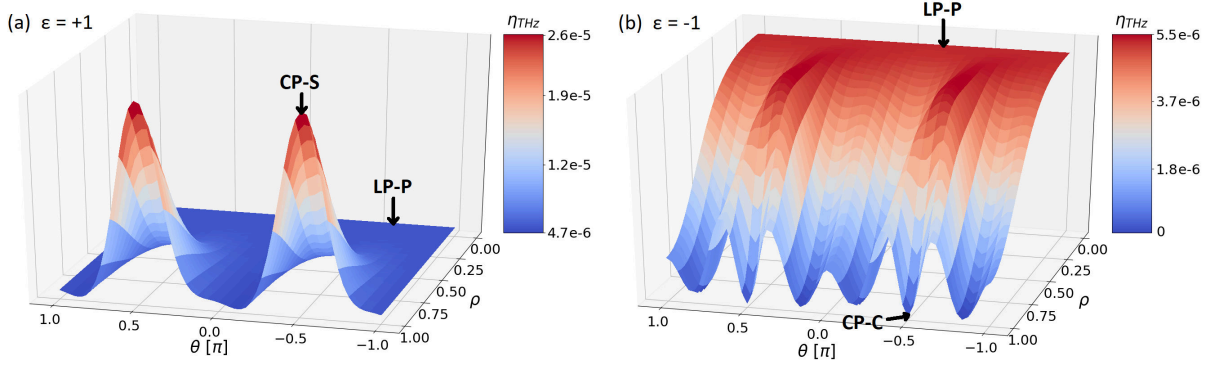


FIGURE 3.6 – Cartographie dans le plan (ρ, θ) de l'efficacité de conversion (3.17) obtenue à partir des photocourants, pour des paramètres identiques à ceux de la figure 3.4, avec (a) $\varepsilon = +1$ et (b) $\varepsilon = -1$. Extrait de [195].

(2.136)] définie par

$$\vec{v}_f = -\frac{e}{m_e} \int_{-\infty}^t \vec{E}_L(\tau) d\tau \quad (3.18)$$

et le champ basse-fréquence produit et accumulé au voisinage des instants d'ionisation [Eq. (2.154)] :

$$\hat{\vec{E}}_B(\omega) = \frac{eg}{\sqrt{2\pi}} \sum_n \delta n_e^n \exp[i\omega t_n] \vec{v}_f(t_n). \quad (3.19)$$

Les instants d'ionisation t_n vérifient

$$\partial_t E_L|_{t_n} = 0 \quad (3.20)$$

où $E_L = \sqrt{\vec{E}_L^2}$ est la norme du champ laser.

Instants d'ionisation

En polarisation LP-P, un développement de l'équation (3.20) dans la limite $r \ll 1$ permet de retrouver l'équation (2.159) :

$$\omega_0 t_n^{LP-P} = n\pi - 2(-1)^n \sqrt{\frac{r}{1-r}} \sin(\varphi). \quad (3.21)$$

La même démarche pour la configuration LP-O passe par la résolution de l'équation

$$(1-r) \sin(2\omega_0 t_n) + 2r \sin(4\omega_0 t_n + 2\varphi) = 0 \quad (3.22)$$

et finalement

$$\omega_0 t_n^{LP-O} = n\pi - 2\frac{r}{1-r} \cos(\varphi) \sin(\varphi). \quad (3.23)$$

Cette équation prédit des instants d'ionisation en nombre égal dans les configurations LP-P et LP-O, mais avec un écart $t_n - t_{n-1}$ indépendant de n dans le cas LP-O (contrairement au cas LP-P), c'est-à-dire des sauts d'ionisation réguliers. Cette description correspond parfaitement à la forme de la courbe grise de l'insert de la figure 3.4(b) qui détaille le profil d'ionisation dans un cas LP-O, à comparer avec la courbe équivalente rouge de la figure 3.4(a) (cas LP-P), pour lesquelles $\varphi = \pi/2$. Dans le premier cas, les plateaux d'ionisation sont tous de même durée,

tandis que dans le deuxième ils sont successivement courts puis longs, reflétant l'influence du facteur $(-1)^n$ de l'équation (3.21) et l'a-périodicité des instants d'ionisation le long de l'axe des temps nécessaire à l'efficacité des photocourants.

Dans les cas CP, les instants d'ionisation peuvent être calculés de façon exacte, sans faire l'hypothèse $r \ll 1$. Ils valent :

$$\omega_0 t_n^{\text{CP-S}} = 2n\pi - \varphi, \quad (3.24)$$

$$\omega_0 t_n^{\text{CP-C}} = \frac{2}{3}n\pi - \frac{\varphi}{3}. \quad (3.25)$$

Ces expressions rendent comptent de la forme des profils d'ionisation des figures 3.4(a,b) (courbes bleue et verte). La courbe bleue (configuration CP-S) montre deux fois moins de sauts d'ionisation que la courbe rouge (configuration LP-P), et la courbe verte (configuration CP-C) trois fois plus que la courbe bleue. Ces figures montrent aussi que la hauteur des sauts d'ionisation varie peu d'un saut sur l'autre, soit

$$\delta n_e^n \simeq \frac{Z^* n_a}{N} \quad (3.26)$$

où N est le nombre de sauts d'ionisation. En revanche, ils sont plus longs en CP-S qu'en LP (d'un facteur 2), et plus longs en LP qu'en CP-C (d'un facteur ~ 1.5). Ainsi, la configuration CP-S développe, à ionisation finale égale, deux fois moins de sauts d'ionisation qu'en configuration LP-P, avec une durée et une hauteur double.

Vitesse fluide

La vitesse fluide définie par l'équation (3.18) s'obtient en intégrant le champ laser avec la condition $\vec{E}_L(t \rightarrow -\infty) = 0$ (laser de durée finie), et en omettant les effets d'enveloppe ($\omega_0 \tau \gg 1$). Il vient

$$v_f^{\text{LP-P}}(t) = -\frac{eE_0}{m_e \omega_0} \left[\sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t) + \frac{\sqrt{r}}{2} \sin(2\omega_0 t + \varphi) \right], \quad (3.27)$$

$$\vec{v}_f^{\text{LP-O}}(t) = -\frac{eE_0}{m_e \omega_0} \begin{pmatrix} \sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t) \\ \frac{\sqrt{r}}{2} \sin(2\omega_0 t + \varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.28)$$

$$\vec{v}_f^{\text{CP-S}}(t) = -\frac{eE_0}{\sqrt{2} m_e \omega_0} \begin{pmatrix} \sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t) + \frac{\sqrt{r}}{2} \sin(2\omega_0 t + \varphi) \\ \sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) + \varepsilon \frac{\sqrt{r}}{2} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

$$\vec{v}_f^{\text{CP-C}}(t) = -\frac{eE_0}{\sqrt{2} m_e \omega_0} \begin{pmatrix} \sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t) + \frac{\sqrt{r}}{2} \sin(2\omega_0 t + \varphi) \\ \sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) - \varepsilon \frac{\sqrt{r}}{2} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

et aux instants d'ionisation :

$$v_f^{\text{LP-P}}(t_n) = \frac{3eE_0}{2m_e \omega_0} \sqrt{r} \sin(\varphi), \quad (3.31)$$

$$\vec{v}_f^{\text{LP-O}}(t_n) = \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \begin{pmatrix} (-1)^n \frac{2r}{\sqrt{1-r}} \cos(\varphi) \sin(\varphi) \\ -\frac{\sqrt{r}}{2} \sin(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.32)$$

$$\vec{v}_f^{\text{CP-S}}(t_n) = \frac{eE_0}{\sqrt{2} m_e \omega_0} \left(\sqrt{1-r} + \frac{\sqrt{r}}{2} \right) \begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (3.33)$$

$$\vec{v}_f^{\text{CP-C}}(t_n) = \frac{eE_0}{\sqrt{2} m_e \omega_0} \left(\sqrt{1-r} - \frac{\sqrt{r}}{2} \right) \begin{pmatrix} \sin(\varphi/3 - 2n\pi/3) \\ \cos(\varphi/3 - 2n\pi/3) \end{pmatrix}. \quad (3.34)$$

$$(3.35)$$

Ces équations montrent notamment que la vitesse fluide des électrons est proportionnelle à $\sqrt{1-r}$, c'est-à-dire à l'amplitude (dominante) du fondamental laser, en polarisation circulaire. À l'inverse, elle est proportionnelle à \sqrt{r} en polarisation linéaire, soit à l'amplitude (plus faible) de la seconde harmonique laser.

Estimation du spectre des photocourants

Nous appliquons finalement l'équation (3.19) en supposant que les sauts d'ionisation sont identiques et se simplifient sous la forme donnée par (3.26). À un terme de phase complexe près, nous retrouvons l'expression du champ basse-fréquence en configuration LP-P :

$$\hat{E}_B^{\text{LP-P}}(\omega) = \frac{3e^2 g Z^* n_a E_0}{2\sqrt{2\pi} m_e \omega_0} \sqrt{r} \sin(\varphi) \operatorname{sinc}\left(\frac{N\pi\omega}{2\omega_0}\right). \quad (3.36)$$

En configuration LP-O, les comportements des composantes y et z sont différents :

$$\hat{E}_B^{\text{LP-O}}(\omega) = -\frac{e^2 g Z^* n_a E_0}{2\sqrt{2\pi} m_e \omega_0} \sqrt{r} \sin(\varphi) \begin{pmatrix} 4\sqrt{r/(1-r)} \cos(\varphi) \sin(N\pi/2)/N \\ \operatorname{sinc}\left(\frac{N\pi\omega}{2\omega_0}\right) \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

La composante y contribue très faiblement au champ émis, du fait de la décroissance rapide de la fonction $\sin(N\pi/2)/N$ avec le nombre d'événements d'ionisation N . Selon z , la configuration LP-O doit produire un champ comparable à la configuration LP-P, mais réduit d'un facteur 3 en amplitude. La figure 3.7 confirme les prédictions de ce modèle, avec un rapport d'amplitude plutôt de l'ordre de 2 en faveur de la configuration LP-P ($1.82 \times 10^{-1} \text{ GV.m}^{-1}$ en configuration LP-P contre $8.21 \times 10^{-2} \text{ GV.m}^{-1}$ en configuration LP-O). Les formes des champs obtenus selon y pour LP-P et z pour LP-O sont identiques, avec une inversion du signe du champ cohérente avec le signe $-$ du membre de droite de l'équation (3.37). La composante y du champ émis en configuration LP-O est négligeable. Nous arrivons ici à la conclusion que la configuration LP-O est systématiquement défavorable par rapport à la configuration LP-P, et peut donc être négligée dans la suite.

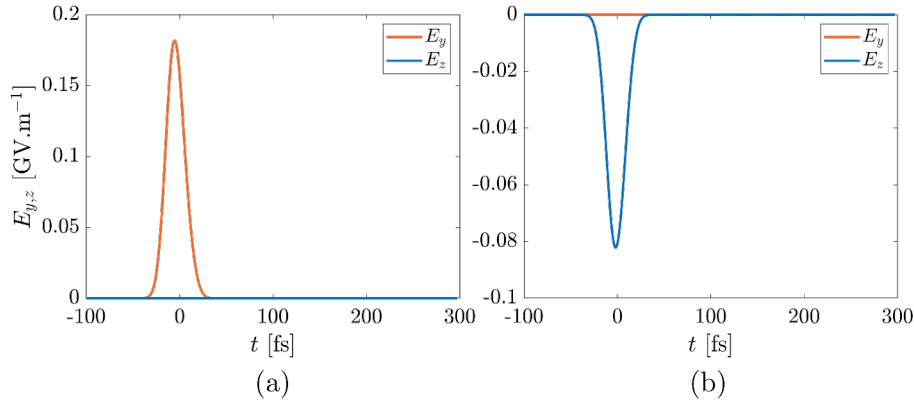


FIGURE 3.7 – Champs THz générés en configuration (a) LP-P et (b) LP-O pour des paramètres laser-gaz similaires à ceux de la figure 3.4 ($\varphi = \pi/2$ dans les deux cas), obtenus à partir de la résolution numérique du modèle décrit en section 2.5.2 et du modèle LC [Eq. (3.16)].

En configuration CP-S, le champ basse-fréquence est de la forme

$$\hat{E}_B^{\text{CP-S}}(\omega) = \frac{e^2 g Z^* n_a E_0}{2\sqrt{\pi} m_e \omega_0} \left(\sqrt{1-r} + \frac{\sqrt{r}}{2} \right) \operatorname{sinc}\left(\frac{N\pi\omega}{\omega_0}\right) \begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

et en configuration CP-C :

$$\hat{E}_B^{\text{CP-C}}(\omega) = \frac{e^2 g Z^* n_a E_0}{2\sqrt{\pi} m_e \omega_0} \left(\sqrt{1-r} - \frac{\sqrt{r}}{2} \right) \left(\frac{\cos(N\pi/3)}{N} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\sin(N\pi/3)}{N} \right) \begin{pmatrix} \sin(\varphi/3) \\ \cos(\varphi/3) \end{pmatrix}. \quad (3.39)$$

L'équation (3.39) montre que le champ généré en configuration CP-C, variant en $1/N$ (de la même façon que la composante y du champ en configuration LP-O), est à son tour négligeable. En revanche, la configuration CP-S génère un champ approximativement proportionnel à l'amplitude de l'harmonique fondamentale du laser $\sqrt{1-r}$. L'intensité THz en polarisation CP ne varie pas avec la différence de phase φ . Le gain par rapport à la configuration LP-P s'obtient par le rapport des amplitudes des champs (3.38) et (3.36), et s'écrit, à ionisations finale identiques $Z_{\text{LP-P}}^* = Z_{\text{CP-S}}^*$:

$$\mathcal{G} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\sqrt{\frac{1-r}{r}} + \frac{1}{2} \right). \quad (3.40)$$

Pour $r = 0.1$, ce gain vaut $\mathcal{G} \simeq 1.65$, proche de la valeur 2 rapportée en figure 3.6(a).

Pour finir, la figure 3.8 décrit le comportement de l'efficacité de conversion η (3.17) en fonction des variables r et φ . L'impulsion laser et le gaz sont paramétrés de la même façon qu'en figure 3.4. Comme attendu, la configuration CP-C produit un rendement d'efficacité négligeable et la configuration LP-O un rendement largement inférieur aux deux autres configurations. La configuration CP-S est préférable à la configuration LP-P pour toute valeur de r et φ (la démarche analytique n'étant valable, pour la configuration LP-P, que dans la limite $r \ll 1$, le comportement de cette configuration aux hautes valeurs de r n'était pas prévisible). Le gain en efficacité de conversion est de l'ordre de 4, ce qui est cohérent avec le gain d'ordre 2 en amplitude décrit précédemment. Enfin, η est indépendant de φ dans la configuration CP-S, ce qui est en accord avec l'invariance selon φ de la norme du vecteur $\begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix}$ de l'équation (3.38). Ces résultats sont similaires à ceux de la figure 3.3, issue du travail expérimental de C. Meng et al. [128] sur le sujet. Cet article prévoyait en revanche une efficacité de conversion plus élevée en configuration CP-C qu'en configuration LP-O, ce qui pourrait s'expliquer par une imperfection expérimentale sur la circularité de l'impulsion laser : la figure 3.6(b) montre qu'un écart de θ à $\pm\pi/2$ ou de ρ à 1, même minime, conduit à une augmentation rapide de l'efficacité de conversion η . Pour la configuration CP-S, un dernier détail doit être clarifié. En effet, l'équation (3.38) semble prédire une valeur non nulle, et même maximale, du champ émis lorsque $r = 0$ (laser à une seule composante de couleur). Ceci est en contradiction directe avec l'effondrement brutal de l'efficacité η aux r faibles observable en figure 3.8(a). Cette divergence des prédictions analytiques et des résultats numériques s'explique comme suit.

Notre modèle analytique nécessite l'existence d'instantanés d'ionisation de courte durée en comparaison de la largeur des marches de densité, soit

$$\tau_n^{\text{ion}} \ll \Delta t_n = t_{n+1} - t_n = 2\pi/\omega_0. \quad (3.41)$$

La durée des instantanés d'ionisation est donnée par l'équation (2.149), soit

$$\tau_n^{\text{ion}} = \frac{\sqrt{2} E_L^{\text{CP-S}}(t_n)}{\sqrt{\beta \partial_t^2 E_L^{\text{CP-S}}|_{t_n}}} \quad (3.42)$$

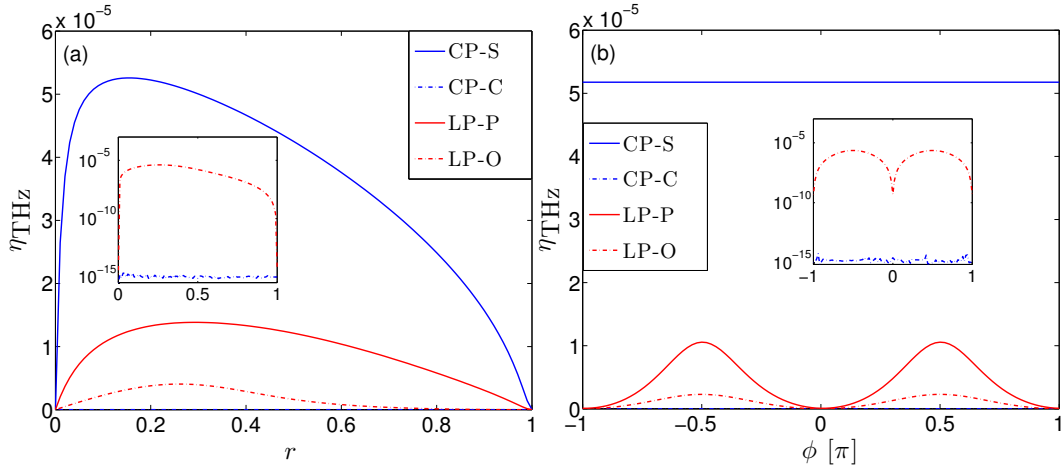


FIGURE 3.8 – Efficacités de conversion en configurations LP-P, LP-O, CP-S, CP-C en fonction (a) du rapport d'énergie r entre les deux composantes laser et à déphasage fixé $\varphi = \pi/2$ ou (b) du déphasage φ entre les deux couleurs, à $r = 0.1$ constant. Les paramètres laser-gaz sont identiques à ceux de la figure 3.4. Extrait de [195].

où $\beta = 4/3U_i\sqrt{2U_i}$ (en unités atomiques, voir [Formulaire](#)). Dans la limite $r \ll 1$, l'expression de la norme $E_L^{\text{CP-S}}$ [Eq. (3.5)] permet d'estimer la durée d'ionisation comme :

$$\tau_n^{\text{ion}} = 2^{1/4} \frac{\sqrt{E_{\text{ion}}/\beta}}{\omega_0 r^{1/4}}. \quad (3.43)$$

où E_{ion} est l'amplitude du champ électrique aux instants d'ionisation⁷. Cette expression diverge lorsque r tend vers 0. En particulier, en définissant $s = \tau_n^{\text{ion}}/\Delta t_n \ll 1$, la condition (3.41) impose l'existence d'une valeur seuil r_s telle que

$$r \geq r_s = \frac{(E_{\text{ion}}/\beta)^2}{8\pi^4 s^4}. \quad (3.44)$$

Lorsque cette condition n'est pas remplie, des électrons sont créés par ionisation à des instants suffisamment éloignés pour que l'orientation du champ électrique varie fortement d'un événement d'ionisation à un autre. Les photocourants ne s'additionnent alors plus de façon cohérente, et le champ résultant s'effondre.

La valeur limite r_s peut être estimée en considérant que les instants d'ionisation se produisent aux instants où le champ électrique du laser, d'amplitude lentement variable, atteint la valeur seuil décrite en section 2.2.2 [Fig. 2.3], où le taux d'ionisation passe brutalement de 0 à quelques $10 - 100 \text{ fs}^{-1}$. Cette valeur seuil correspond au champ où l'accélération de la fonction $\mathcal{W}_{QST}(E)$ est maximale, soit $\partial_E^3 \mathcal{W}_{QST}|_{E_{\text{ion}}} = 0$. La résolution numérique de cette équation conduit à

$$E_{\text{ion}} \approx 0.159\beta, \quad (3.45)$$

et finalement la condition sur r devient :

$$r \geq \frac{3.2 \times 10^{-5}}{s^4}. \quad (3.46)$$

7. Dans le cas général, $E_{\text{ion}} \leq E_0$, l'ionisation pouvant avoir lieu loin du maximum du laser si celui-ci est suffisamment intense.

Cette estimation est fortement dépendante de la valeur du seuil s du fait de la puissance 4 associée. La figure 3.8(a) semble indiquer une valeur de l'ordre de $r_s \approx 0.1$, soit $s \approx 0.1$, c'est-à-dire des durées d'ionisation de l'ordre de 10% de la durée séparant deux instants d'ionisation.

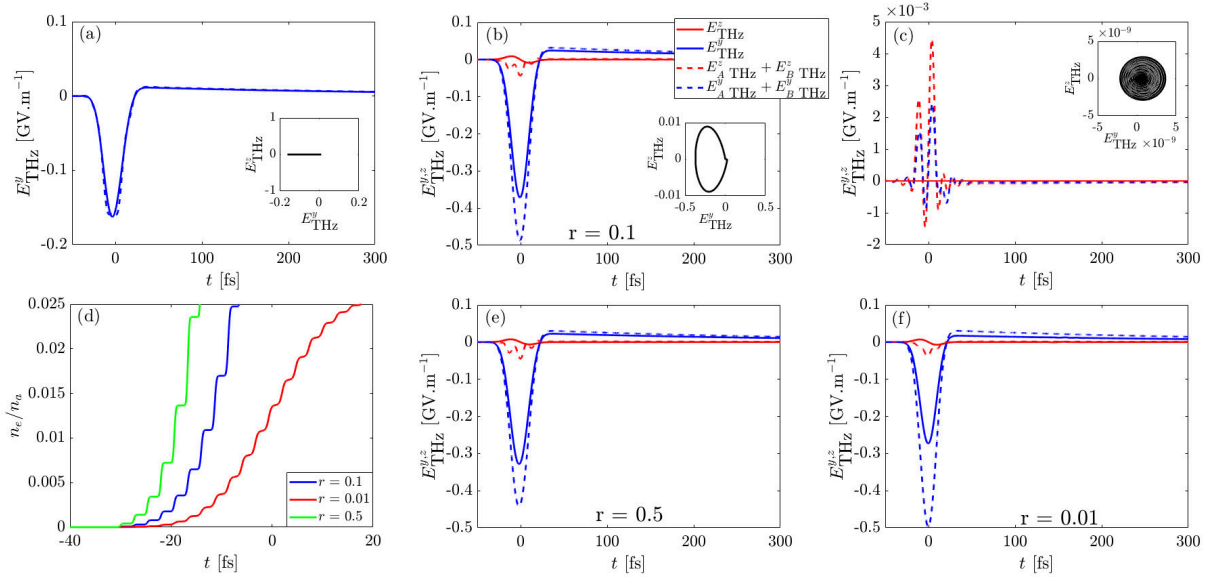


FIGURE 3.9 – (a,b,c) Profils de champ THz selon notre évaluation semi-analytique [courbes pointillées, où les indices A et B correspondent respectivement aux composantes décrites par les équations (2.155) et (2.154)] ou à partir du modèle numérique décrit en section 2.5.2 avec évaluation LC du champ THz utilisant la constante de normalisation (3.16). Le champ laser (paramétré de la même façon qu'en figure 3.4) est en configuration (a) LP-P, (b) CP-S ou (c) CP-C, avec $r = 0.1$ et $\varphi = \pi/2$. Les inserts rendent compte de l'état de polarisation THz prédit dans chaque cas. Les figures (e) et (f) correspondent à des cas équivalents à (b), pour r valant (e) 0.5 et (f) 0.01. (d) Variations temporelles de la densité électronique normalisée n_e/n_a pour les cas de la figure (b) (courbe bleue), (e) (courbe verte) ou (f) (courbe rouge). Extrait de [195].

Pour tester cette approche, la figure 3.9 montre les profils des champs THz prédits par le modèle LC à partir d'une évaluation numérique (courbes pleines, voir section 2.5.2) ou semi-analytique des courants électroniques (courbes pointillées). Alors que les deux modèles correspondent quasiment parfaitement dans le cas LP-P [figure 3.9], une divergence existe dans les cas CP-S qui s'accroît lorsque r décroît [3.9(f)]. Dans ce cas, les sauts d'ionisation sont adoucis [3.9(d), courbe rouge] par rapport aux cas à r plus élevé.

3.3 Confirmations numériques et expérimentales du modèle de photocourants

3.3.1 Résultats de simulations UPPE

Les prévisions établies précédemment sont à présents comparées à des résultats de simulations issues du modèle numérique Uppe [équation (2.320)]. La force non-linéaire du membre de droite de cette équation est

$$\hat{\vec{F}}_{\text{NL}} = \hat{\vec{P}}_{\text{Kerr}} + \frac{i}{\omega} \hat{\vec{J}} + \frac{i}{\omega} \hat{\vec{J}}_{\text{loss}} \quad (3.47)$$

où \vec{P}_{Kerr} est définie par les équations (3.6),(3.7) et

$$\vec{J}_{\text{loss}} = \left[\mathcal{W}(E)(n_a - n_e) \frac{U_i}{E^2} \right] \vec{E} \quad (3.48)$$

est le courant de perte, associé aux pertes d'énergie du laser due à l'ionisation [190, 199, 200]. Les simulations réalisées portent sur des configurations de jet de gaz, c'est-à-dire impliquant des propagations sur de courtes distances de façon à limiter les effets de propagation linéaires (diffraction, dispersion) et non-linéaires (réponse Kerr, défocalisation plasma, perte d'énergie laser), qui sont susceptibles d'affecter les composantes de l'impulsion laser, et notamment d'avoir un fort effet sur leurs phases respectives. Les simulations sont ainsi limitées à $x \leq 500 \mu\text{m}$. Les impulsions laser ont une longueur d'onde de 800 nm (harmonique fondamentale), un waist $W_0 = 50 \mu\text{m}$ et une durée de 60 fs FWHM. La puissance pic laser est sous-critique : $P_{\text{in}} = 0.77P_{\text{cr}}$, où $P_{\text{cr}} = 10.2 \text{ GW}$ est définie par l'équation (2.124); l'indice Kerr n_2 vaut $n_2 = 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour l'argon à pression atmosphérique [201]. Les simulations sont réalisées sur une fenêtre en temps de 0.8 ps, avec un pas temporel $\Delta t = 50 \text{ as}$ ⁸ et un pas spatial transverse $\Delta y = \Delta z \approx 0.78 \mu\text{m}$. Les champs obtenus sont filtrés dans la fenêtre $\nu \leq \nu_{co} = 90 \text{ THz}$.

La figure 3.10 détaille les profils de densité électronique maximale [Fig. 3.10(a)] et d'énergie THz [Fig. 3.10(b)] mesurées dans la boîte de simulation au cours de la propagation laser, pour les configurations LP-P, CP-S et CP-C (courbes rouges, bleues pleines et bleues pointillées respectivement). Une quatrième configuration correspondant à une polarisation CP-C imparfaite est incluse (courbe noire), avec les paramètres $\rho = 0.9$ et $\theta = -0.446\pi$, permettant d'estimer l'influence d'un écart modeste à la configuration CP-C « parfaite ». La différence de phase à l'entrée de l'impulsion laser dans la boîte de simulation est fixée à $\varphi = \pi/2$ et la fraction en énergie de l'harmonique deux est $r = 0.1$. La figure 3.10(a) montre que le niveau d'ionisation atteint par la configuration LP-P est initialement bien plus élevé que celui des configurations circulaires, avant de subir une forte décroissance due aux effets de perte plasma plus importants (à partir de $50 \mu\text{m}$). L'énergie THz est plus élevée d'un facteur 1.44 en CP-S qu'en LP-P en $x = 100 \mu\text{m}$ pour un rapport de niveau d'ionisation de l'ordre de 5. Après $500 \mu\text{m}$, le gain en énergie passe à 2.1 pour un rapport d'ionisation réduit à 3.76. L'énergie rapportée au niveau d'ionisation est ainsi approximativement constante à 7.2 – 7.9, ce qui correspond aux ordres de grandeurs relevés précédemment [Figs. 3.6 et 3.8]. En outre, la configuration CP-C génère une énergie THz infinitésimale, mais une petite perturbation de cet état conduit à une émission THz faible, bien que non nulle.

Enfin, la figure 3.11 détaille les configurations de polarisation du champ THz simulées en fin de jet de gaz, soit en $x = 500 \mu\text{m}$. A l'exception de la configuration CP-C qui produit un champ négligeable et isotrope, les rayonnements THz sont polarisés linéairement. Une légère inclinaison de l'angle d'émission maximale dans le cas CP-S [Fig. 3.11(b)] peut être attribuée au déphasage progressif des deux composantes de couleur au cours de la propagation laser ainsi qu'à la dimension finie (enveloppes gaussiennes) des deux harmoniques. L'angle mesuré en configuration « quasi CP-C » est en accord avec la dépendance en φ de l'équation (3.39) : $\varphi_{\text{max}} = \varphi/3 = 30^\circ$.

3.3.2 Résultats expérimentaux

Les comportements prévus par le modèle analytique et les simulations Uppe ont été vérifiées expérimentalement selon le montage décrit en figure 3.12. Contrairement à la configuration « jet de gaz » du montage de C. Meng et al., où la longueur du plasma était de $100 \mu\text{m}$, ici le

8. Attosecondes, $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$.

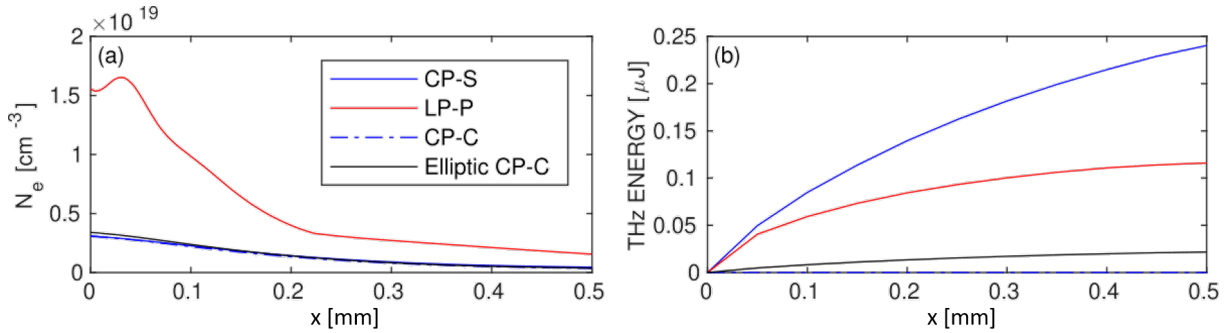


FIGURE 3.10 – Simulations UPPE 3D d'impulsions laser à deux couleurs (d'une durée de 60 fs FWHM) interagissant sur une distance de $500 \mu\text{m}$ avec un jet de gaz d'argon. L'onde laser est polarisée en configuration LP-P (courbes rouges pleines), CP-S (courbes bleues pleines), CP-C (courbes bleues pointillées) ou quasi CP-C ($\rho = 0.9$, $\theta = -0.446\pi$, courbes noires). (a) Densité électronique maximale et (b) énergie THz mesurée. Extrait de [195].

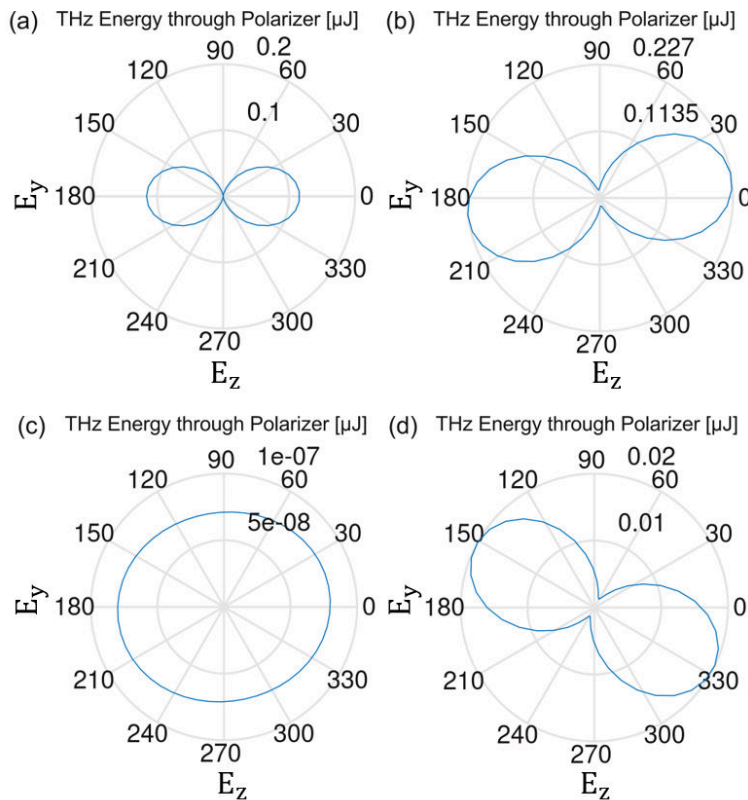


FIGURE 3.11 – Énergie THz simulée avec le code UPPE, transmise à travers un polariseur virtuel en $x = 500 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle du polariseur (en degrés) pour les simulations décrites en figure 3.10, en configuration (a) LP-P, (b) CP-S, (c) CP-C et (d) quasi CP-C. Pour chaque figure, la valeur en énergie des isocontours (cercles gris concentriques) est indiquée le long de l'axe des 60° . Extrait de [195].

rayonnement THz est produit par un filament de plusieurs millimètres de long. Un laser femtoseconde Ti:Saphir (CPA) délivre des impulsions de 40 – 45 fs FWHM à 790 nm (énergie maximale 8 mJ) à un taux de répétition de 1 kHz. La puissance de sortie du système laser est ajustée en ajoutant des miroirs partiellement réfléchissant (DM) sur l'axe de propagation. L'impulsion laser est séparée en deux bras grâce à une lame semi-réfléchissante (BS1). Un cristal doubleur β -BBO permet de générer puis de traiter une seconde harmonique sur l'un des bras du dispositif. Le délai temporel entre les deux harmoniques est réglé par l'utilisation d'une ligne à retard (DL). La polarisation des impulsions est choisie par l'emploi de lames quart- et demi-onde (HWP et QWP). Les lames quart-d'onde permettent de sélectionner une polarisation circulaire ou linéaire et la lame demi-onde permet de sélectionner des configurations LP-P ou LP-O. Les deux bras dont la configuration de polarisation a été ainsi choisie sont recombinés par une seconde lame semi-réfléchissante (BS2). L'impulsion obtenue traverse un orifice pratiqué dans le miroir PM1 puis est focalisée par un miroir sphérique d'une longueur focale d'environ 22 cm. Un filament de plasma de quelques millimètres est alors généré. Le rayonnement THz produit par l'interaction entre l'onde laser et le plasma forme un cône d'une ouverture angulaire de l'ordre de 5° , qui est réfléchi par le miroir PM1 et focalisé par le miroir PM2 sur un capteur pyroélectrique sensible dans le domaine 0.1 – 300 THz, avec une fonction de réponse plate entre 3 et 100 THz. Une lame en silicium élimine les harmoniques laser du signal reçu par le détecteur. Enfin, un polariseur THz permet de relever l'état de polarisation du rayonnement THz incident. Le bruit est limité par l'emploi d'un amplificateur à verrouillage combiné à un découpeur optique (« Beam chopper ») placé sur le bras de l'harmonique fondamentale.

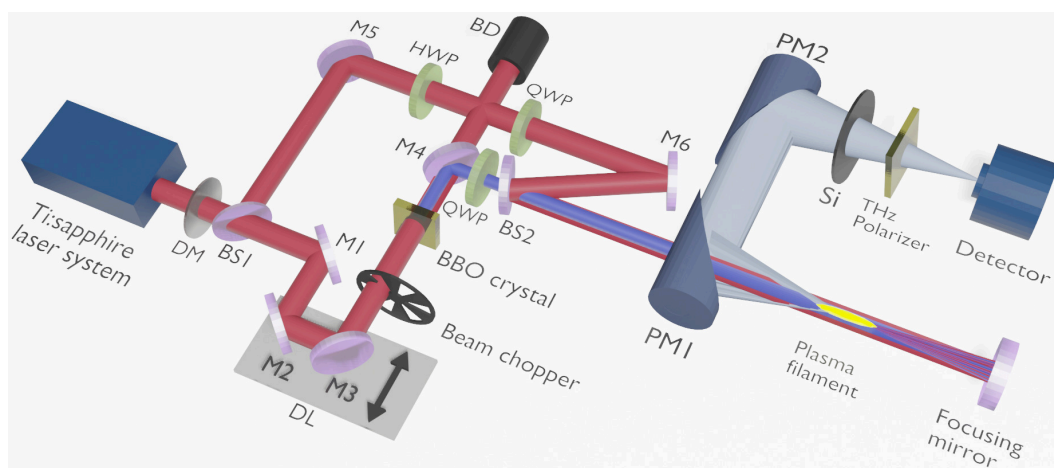


FIGURE 3.12 – Schéma du montage expérimental. DM, M1-M6 : miroirs diélectriques ; HWP : lame demi-onde ; QWP : lames quart-d'onde ; BS1-2 : lames semi-réfléchissantes ; PM1-2 : miroirs paraboliques positionnés hors-axe ; DL : ligne à retard ; BD : amortisseur de faisceau. L'harmonique fondamentale et la seconde harmonique sont représentées en rouge et en bleu, respectivement. Le rayonnement THz est représenté en gris. Extrait de [195].

La figure 3.13 montre les énergies relevées en fonction de l'angle du polariseur pour les quatre configurations d'intérêt. Les énergies de l'harmonique fondamentale et de la seconde harmonique laser sont respectivement de 0.92 et 0.03 mJ, soit $r = 0.033$. Le rayonnement THz généré par la configuration CP-S est le plus intense, en accord avec les prédictions réalisées. Les configurations linéaires sont significativement moins efficaces, d'un facteur 4.3 en LP-P et 67 en LP-O. Comme prévu, la configuration CP-C est la moins efficace de toutes. Néanmoins, un champ résiduel est tout de même détecté, ce qui indique que la configuration CP-C n'a pas été parfaitement réalisée.

Cette figure apporte aussi des informations sur l'état de polarisation du champ électrique THz généré. En configuration LP-P, le champ est, comme attendu, polarisé linéairement parallèlement au champ laser transverse. La polarisation est aussi sensiblement linéaire en LP-O. Le modèle prédit une polarisation majoritairement parallèle à la seconde harmonique du laser [voir l'équation (3.37)], ce qui n'est pas le cas ici. Cet écart aux prédictions du modèle peut s'expliquer par une imperfection sur l'orthogonalité des deux harmoniques, la direction de polarisation du champ THz étant fortement dépendante de ce paramètre comme démontré expérimentalement par O. Kosareva et al. [154]. Ces auteurs prédisent dans cette référence une dépendance de l'angle β entre l'axe de polarisation THz et l'axe de polarisation de l'harmonique fondamentale laser en

$$\beta = \arctan \left[\frac{1}{3} \tan(\psi_0) \right] \quad (3.49)$$

où ψ_0 est l'angle entre les deux harmoniques du champ laser. A l'angle de $\sim 30^\circ$ observé en figure 3.13(b) pour la courbe rouge pointillée correspond une déviation angulaire théorique de $\sim 10^\circ$ par rapport à l'orthogonalité parfaite attendue entre les deux couleurs.

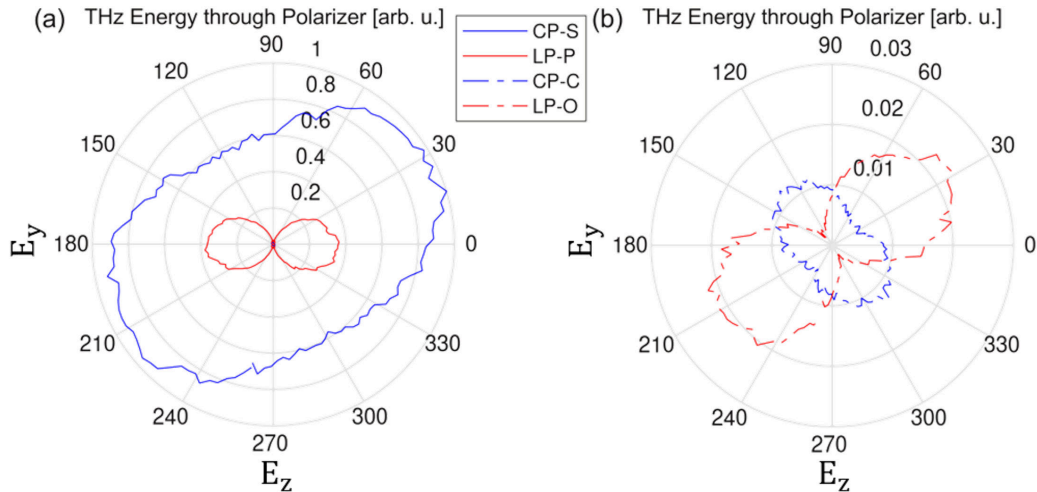


FIGURE 3.13 – Energie THz mesurée expérimentalement en fonction de l'angle du polariseur en unités arbitraires. Le champ laser est en configuration (a) CP-S (courbe pleine bleue), LP-P (courbe pleine rouge), (b) CP-C (courbe pointillée bleue) ou LP-O (courbe pointillée rouge). Les énergies de l'harmonique fondamentale et de la seconde harmonique laser sont respectivement fixées à 0.92 et 0.03 mJ, soit $r = 0.033$. Extrait de [195].

Dans la configuration CP-S, la dépendance de l'énergie THz en fonction de l'angle du polariseur apparaît faible. Nous expliquons cette mesure paradoxale par un alignement transverse imparfait des deux composantes de couleur de l'impulsion laser, ou par un angle dans leurs directions de propagation respectives. La figure 3.14 montre la forme du champ THz obtenu au niveau du capteur pyroélectrique. Celle-ci adopte une forme standard en anneau, caractéristique d'une émission conique, lorsque les faisceaux sont quasi-parfaitement alignés [Fig. 3.13(a)], mais elle devient anisotrope (en forme de « nouvelle lune ») lorsque l'alignement des faisceaux harmoniques est perturbé [Fig. 3.13(b)].

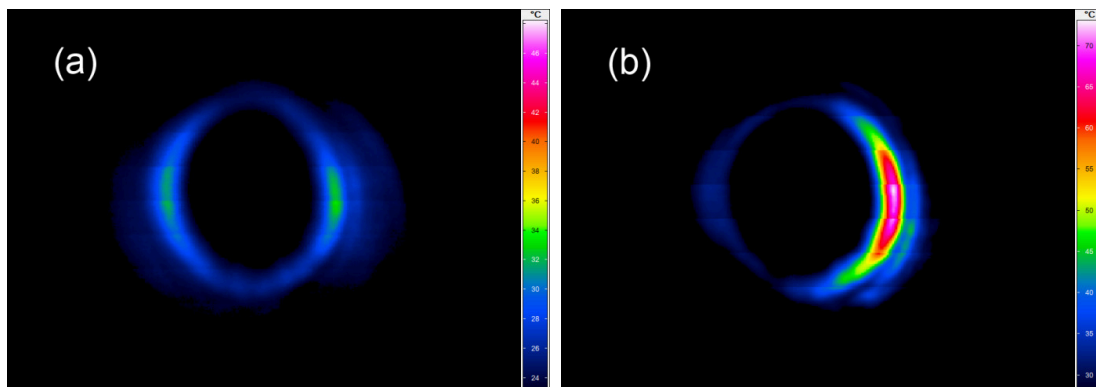


FIGURE 3.14 – Forme caractéristique du champ THz lointain pour (a) un déplacement et une inclinaison mutuels quasi-nuls entre les deux harmoniques laser et (b) un déplacement transverse d'environ $40 \mu\text{m}$ et un angle d'environ -0.7 mrad entre les deux couleurs. Extrait de [195].

3.3.3 Influence de l'alignement des faisceaux sur le champ térahertz généré

Les résultats expérimentaux de la section précédente sont ici reproduits à l'aide de simulations Uppe 3D. La réponse non-linéaire de l'air est décrite par l'indice optique non-linéaire effectif $n_2 = 1.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, qui reproduit la contribution de la réponse Kerr instantanée et complétée par une réponse rotationnelle Raman retardée⁹ [203, 204] correspondant à l'impulsion de durée $\lesssim 50 \text{ fs}$ employée. La réponse linéaire de l'air est adaptée de [205]. L'ionisation de l'air est modélisée par un taux d'ionisation de type PPT avec des numéros atomiques effectifs $Z_{\text{O}_2}^{\text{eff}} = 0.53$ et $Z_{\text{N}_2}^{\text{eff}} = 0.9$ [206].

La figure 3.15 montre les résultats obtenus dans le cas d'un alignement parfait des faisceaux ω_0 et $2\omega_0$ pour les configurations CP-S, LP-P, CP-C et quasi CP-C. Les faisceaux sont focalisés en $x = 0 \text{ mm}$ et un plasma de quelques millimètres se forme en amont avec un pic plus prononcé dans le cas LP-P que dans les cas CP [Fig. 3.15(a)]. Le cas CP-S produit une énergie deux fois supérieure à l'énergie produite en configuration LP-P, la configuration CP-C ne produit une énergie THz non nulle qu'à la condition d'être légèrement perturbée. Tous ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux décrits à la section précédente.

Nous nous intéressons à présent à la configuration CP-S, et en particulier à l'influence de l'alignement des faisceaux de l'harmonique fondamentale et de la seconde harmonique laser. La figure 3.16(a) montre la fluence¹⁰ THz attendue dans le cas d'un alignement idéal des faisceaux : celle-ci présente une forme annulaire, isotrope, caractéristique de l'émission conique de rayonnement THz par un plasma. La polarisation détectée est pratiquement linéaire.

L'alignement transverse des faisceaux du montage expérimental décrit en figure 3.12 est nécessairement imparfait. L'angle ψ entre les axes de propagation des deux harmoniques est empiriquement relié au déplacement transverse des deux faisceaux δ_{\perp} par l'estimation $\psi [0.01 \text{ mrad}] \sim -\delta_{\perp} [\mu\text{m}]$. L'incertitude sur ψ est estimée à $\Delta\psi \sim 0.1 \text{ mrad}$, ce qui conduit à une incertitude sur le

9. Cet effet quantique, non-linéaire, correspond à l'excitation d'états rotationnels des molécules du milieu dans lequel se propage l'impulsion. Le temps caractéristique associé ne peut pas être négligé dans le contexte d'impulsions ultracourtes, et la contribution $n_R(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(t-t')I_0(t')dt'$ à l'indice optique du milieu est alors décrite par une fonction de réponse $R(t)$. Un modèle simple (oscillation sinusoïdale amortie) peut être employé, sous la forme $R(t) = \frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1 \tau_2} \sin(t/\tau_1) \exp(-t/\tau_2)$ [202]. τ_1 et τ_2 correspondent à des temps de relaxation et de déphasage entre états de transition rotationnels.

10. La fluence est l'intégrale de l'intensité optique au cours du temps, ou de façon équivalente, l'énergie électromagnétique transmise par unité de surface sur une durée donnée.

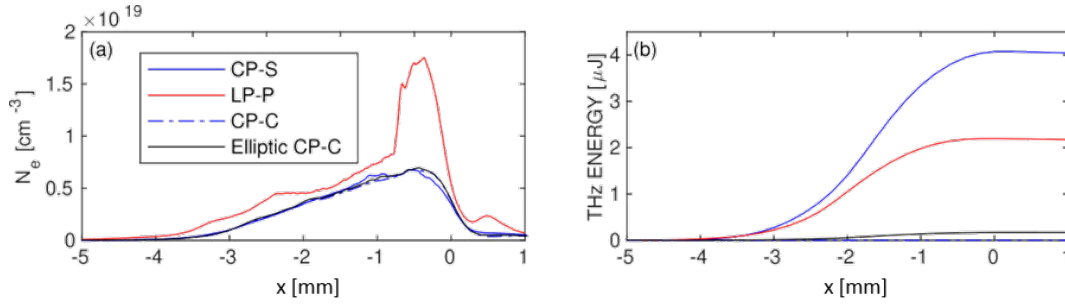


FIGURE 3.15 – Simulations UPPE 3D correspondant aux résultats expérimentaux rapportés en figure 3.13 pour les configurations idéales (harmoniques alignées) de polarisation LP-P (courbes rouges), CP-S (courbes bleues pleines), CP-C (courbes bleues pointillées) ou quasi CP-C ($\rho = 0.9$, $\theta = -0.446\pi$, courbes noires). (a) Densité électronique maximale et (b) énergie THz calculée. Extrait de [195].

déplacement transverse $\Delta\delta_{\perp} \sim \pm 5 \mu\text{m}$. La figure 3.16 montre l'influence de déplacements d'une telle amplitude sur la fluence en champ lointain [transformée de Fourier en (y, z) de l'intensité THz (haut)] et sur l'état de polarisation dont la mesure est simulée (bas). L'isotropie parfaite du champ THz est brisée, bien que le champ adopte toujours une forme générale annulaire. Il est intéressant de constater que la fluence obtenue est très similaire au résultat expérimental de la figure 3.14(a). Quant à la polarisation, elle est pratiquement identique aux résultats expérimentaux de la figure 3.13(a) (courbe bleue). Ce résultat permet donc d'expliquer la forme elliptique du champ mesuré expérimentalement en configuration CP-S.

Lorsque des déplacements volontairement exagérés sont introduits entre les deux faisceaux, la fluence THz prend une forme caractéristique de « nouvelle lune » [Fig. 3.16(c)], comparable au résultat montré en figure 3.14(b). Le maximum est dirigé dans la direction du déplacement de la seconde harmonique. Dans ces conditions, la polarisation THz devient isotrope—plus précisément, la polarisation du champ THz n'est plus définie et varie spatialement dans le plasma.

Il a été démontré en section 3.2.3 que l'orientation de la polarisation du champ THz était reliée au déphasage entre les deux composantes laser. Il est alors intéressant d'étudier le comportement de cette grandeur aux points de génération de rayonnement THz. La figure 3.17 représente la différence de phase entre le fondamental et la seconde harmonique laser en $z = 0$ mm et pour une abscisse $x = -2$ mm (l'impulsion laser est focalisée en $x = 0$ mm), en fonction du temps t et de la coordonnée transverse y . Cette grandeur n'est pas constante et influence directement la polarisation locale du champ THz selon le profil d'ionisation du plasma conditionné par le champ laser. Les courbes noires représentent des isodensités électroniques, qui suivent approximativement le profil de différence de phase entre les harmoniques laser dans le cas d'un alignement parfait [Fig. 3.17(a)]. Une polarisation linéaire du champ THz est alors favorisée, comme en figure 3.16(a). Un léger dérèglement de l'alignement conduit à l'apparition de croisements entre les isodensités et les isophases, en particulier aux points hors de l'axe optique. La polarisation THz est donc différente au dessus et en dessous de l'axe optique, ce qui augmente l'ellipticité apparente du champ THz [Fig. 3.16(b)]. Celui-ci résulte en fait de la moyenne spatiale de champs THz locaux polarisés de façon variable. Ce comportement est drastiquement amplifié en figure 3.17(c), où le dérèglement de l'alignement est tel que les isodensités et isosurfaces sont totalement décorréliées. Aucune direction n'est préférentiellement sélectionnée, et le champ moyen résultant est vu comme totalement isotrope [Fig. 3.16(c)].

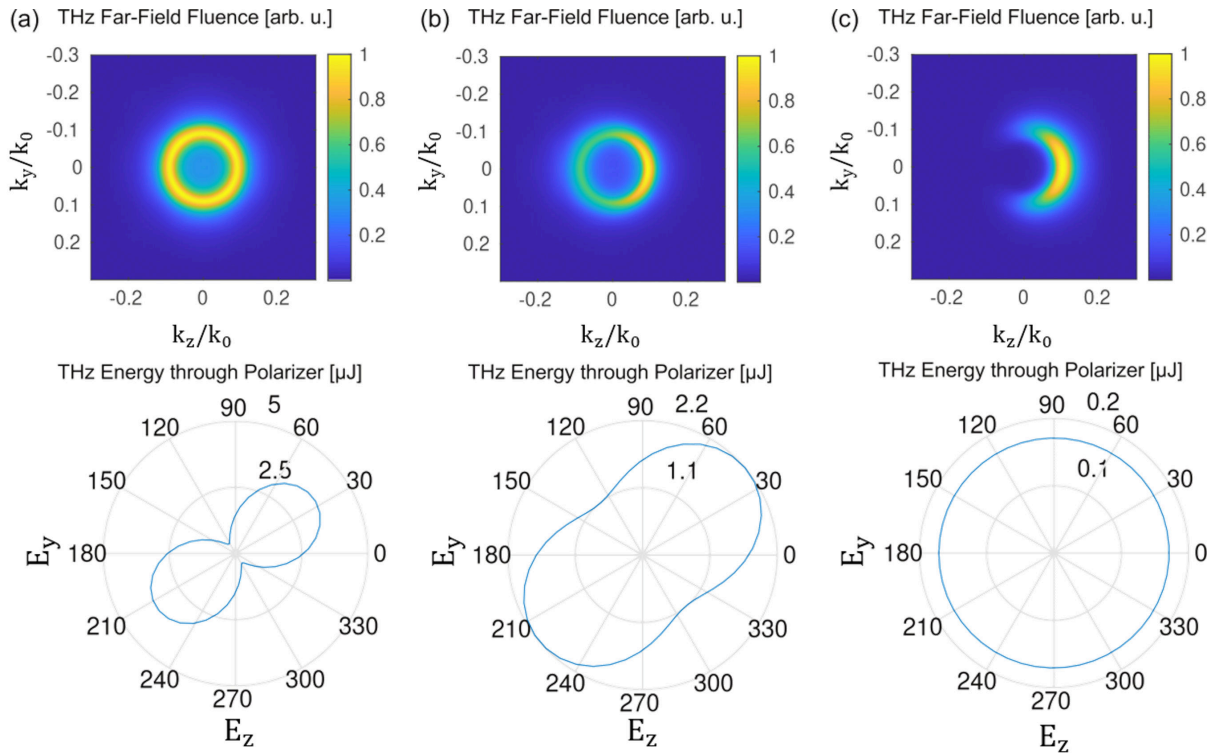


FIGURE 3.16 – (haut) Fluence THz en champ lointain et (bas) énergie mesurée en fonction de l'angle du polariseur pour des impulsions laser en configuration CP-S. (a) Faisceaux parfaitement alignés, (b) Seconde harmonique déplacée de 4 μm avec un angle entre les deux harmoniques de -0.04 mrad, (c) Seconde harmonique déplacée de 40 μm avec un angle de -0.4 mrad par rapport au fondamental. Extrait de [195].

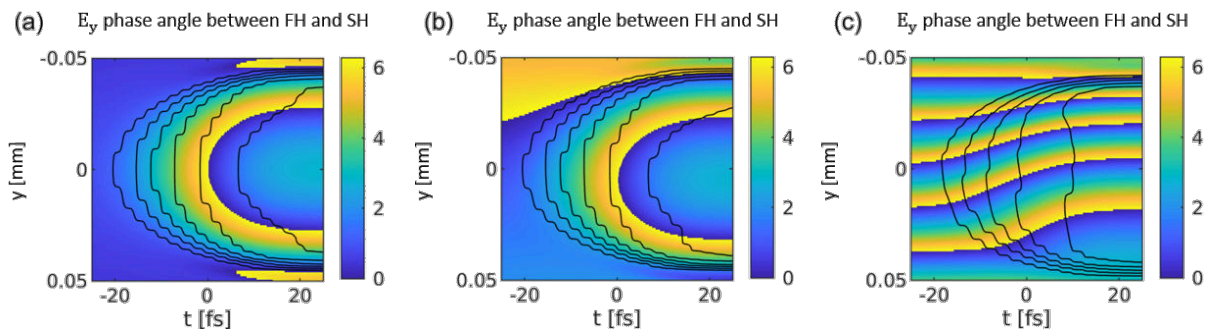


FIGURE 3.17 – Différence de phase (carte de couleur en radians) entre E_y^{SH} et E_y^{FH} ($\arg[E_y^{\text{SH}}] - 2\arg[E_y^{\text{FH}}]$) pour des impulsions laser CP-S dans le plan $z = 0$, en $x = -2$ mm, FH et SH se référant à l'harmonique fondamentale et à l'harmonique deux, respectivement. (a) Faisceaux parfaitement alignés, (b) Seconde harmonique déplacée de 4 μm avec un angle SH-FH de -0.04 mrad, (c) Seconde harmonique déplacée de 40 μm avec un angle SH-FH de -0.4 mrad. Les lignes noires permettent de visualiser les isosurfaces de densité électronique. Extrait de [195].

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, la génération de rayonnements THz a été étudiée pour plusieurs configurations laser à deux couleurs, polarisées linéairement (LP-P, LP-O), circulairement (CP-S, CP-C) ou elliptiquement (quasi CP-C). Un modèle théorique simple, à partir d'une analyse en ondes planes et d'une hypothèse de courant local sur le champ émis, a été dérivé pour la première fois pour des états de polarisation laser différents de la configuration LP-P et comparé avec succès aux résultats issus de simulations Uppe. Il démontre que, contrairement à la configuration LP-P, la vitesse acquise par les électrons aux instants d'ionisation dépend directement de l'amplitude de l'harmonique fondamentale du laser en configuration CP-S. En configuration CP-C idéale, nous avons montré que la symétrie du champ laser conduit à une interférence destructive des photocourants et à une extinction du champ THz généré. Cependant, nous avons mis en évidence qu'une perturbation même légère de la circularité du champ CP-C mène à l'apparition d'un champ THz faible mais non nul. La configuration LP-O a été caractérisée comme étant toujours inférieure d'un facteur 2 à 4 en amplitude à la configuration LP-P.

Des expérimentations réalisées en lien avec l'étude analytique sur ce sujet ont permis de montrer la bonne concordance générale des prévisions théoriques avec la réalité. La polarisation du champ THz observé n'est pas linéaire (comme prévu par le modèle) mais une analyse fine à partir de simulations Uppe prenant en compte les écarts expérimentaux à une configuration idéale a permis de montrer qu'une imprécision sur l'alignement des deux composantes du champ laser peut conduire à la disparition d'un état de polarisation THz défini, au profit d'une superposition d'états issus de régions distinctes du plasma d'interaction, possédant des polarisations instantanées différentes et menant ainsi à une figure de polarisation isotrope.

Chapitre 4

Plasmas magnétisés transversalement

Sommaire

4.1	Comparaison entre les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov : étude 1D	124
4.1.1	Modèle quasi-statique 1D intégrant les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov	124
4.1.2	Vérification de l'hypothèse quasi-statique	126
4.1.3	Comparaison des prévisions du modèle avec des résultats de simulations PIC 1D	126
4.1.4	Rendement laser-THz des processus étudiés	130
4.2	Rayonnement de sillage 2D en régime ultra-relativiste, fortement magnétisé	132
4.2.1	Modèle d'ondes planes de CWR pour un angle d'émission arbitraire	132
4.2.2	Paramètre des simulations PIC 2D	137
4.2.3	Régime modérément relativiste	137
4.2.4	Régime ultra-relativiste	139
4.2.5	Rendement laser-THz en régime ultra-relativiste	142
4.2.6	Effet des gradients de densité transverses	145
4.3	Conclusion	147

L'action d'un champ magnétique extérieur orienté orthogonalement au champ laser sur un processus d'interaction laser-gaz fait l'objet d'une littérature riche, dont certains travaux clés ont été résumés en section 2.4 (en particulier aux sections 2.4.2 et 2.4.4). Dans ce chapitre, nous nous proposons dans un premier temps d'établir un modèle quasi-statique unidimensionnel d'interaction laser-plasma magnétisé avec une orientation de champ magnétique arbitraire (« transverse » ou « axial »). Deux sources de rayonnements THz sont mises en évidence : la photoionisation, et le rayonnement de sillage Cherenkov à la condition que le champ magnétique soit orienté orthogonalement à la direction de propagation de l'impulsion laser.

Une première étude reposant sur des simulations PIC 1D permet de confirmer la pertinence du modèle quasi-statique et de hiérarchiser les sources THz identifiées par ce modèle en fonction de l'intensité du champ laser. Nous mettons en évidence l'efficacité croissante du rayonnement de sillage Cherenkov avec l'intensité laser, ainsi que la saturation des photocourants (seule source identifiée à ce stade de notre travail en configuration de champ magnétique axial) aux intensités relativistes.

Dans un second temps, nous étudions à partir de simulations PIC 2D le régime de forte magnétisation ($b \equiv \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} \geq 1$) et d'intensité laser ultra-relativiste. Des facteurs de conversion énergétique

de l'ordre de 10^{-3} ont pu être démontrés, et ce en régime fortement relativiste, avec des amplitudes de champ électrique THz de l'ordre de plusieurs centaines de GV.m^{-1} . Nous nous intéressons notamment au phénomène d'atténuation par le gradient de sortie des champs rayonnés [évoqué en section 2.4.4, équation (2.279)], et nous démontrons que ce phénomène disparaît lorsque $b \geq (1 + a_0^2/4)^{1/4}$. Ce critère est plus exigeant que l'équivalent non-relativiste $b \geq 1$ précédemment rapporté dans la littérature sur le sujet.

4.1 Comparaison entre les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov : étude 1D

4.1.1 Modèle quasi-statique 1D intégrant les photocourants et le rayonnement de sillage Cherenkov

Nous considérons ici une impulsion laser dont le champ électrique $\vec{E}_L = -\partial_t \vec{a}_L$ est polarisé dans le plan (y, z) . Un champ magnétique \vec{B}_0 est imposé selon une direction arbitraire, c'est-à-dire longitudinalement ou transversalement. Les équations décrivant l'onde plasma sont données par les équations (2.112), (2.192)-(2.195) ainsi que par l'équation de Helmholtz 1D (2.207), en unités normalisées (voir la section 2.5.1), conduisant au système d'équations dans le système de coordonnées comobiles :

$$\frac{1}{\gamma_g^2} \partial_\xi^2 \vec{a}_\perp - (\partial_\tau + 2\beta_g \partial_\xi) \partial_\tau \vec{a}_\perp = \frac{n_e}{\gamma} \vec{p}_\perp, \quad (4.1)$$

$$\partial_\xi^2 \phi = n_e - n_e^0, \quad (4.2)$$

$$(\partial_\tau - \beta_g \partial_\xi)(n_e - n_e^0) + \partial_\xi(n_e \beta_x) = 0, \quad (4.3)$$

$$(\partial_\tau + (\beta_x - \beta_g) \partial_\xi) p_x = \partial_\xi \phi - \vec{\beta}_\perp \cdot \partial_\xi \vec{a}_\perp - \frac{\mathcal{S}_e}{n_e} p_x - \left(\vec{\beta} \times \vec{B}_0 \right)_x, \quad (4.4)$$

$$(\partial_\tau + (\beta_x - \beta_g) \partial_\xi)(\vec{p}_\perp - \vec{a}_\perp) = -\frac{\mathcal{S}_e}{n_e} \vec{p}_\perp - \left(\vec{\beta} \times \vec{B}_0 \right)_\perp, \quad (4.5)$$

$$(\partial_\tau - \beta_g \partial_\xi) n_e^0 = \mathcal{S}_e. \quad (4.6)$$

Les champs et vitesses électroniques peuvent être décomposés en une composante haute-fréquence relative au champ laser \vec{a}_L , vérifiant sous l'hypothèse $\omega_{ce} \ll \omega_0$:

$$\vec{p}_\perp^L = \vec{a}_L, \quad (4.7)$$

et en une composante basse-fréquence relative au sillage laser. Les équations décrivant cette seconde composante s'obtiennent en effectuant une moyenne des équations précédentes sur une période laser. En notant $\langle \cdot \rangle$ cette opération, la vitesse électronique et le potentiel vecteur s'écrivent alors formellement

$$\vec{a}_\perp = \vec{a}_L + \langle \vec{a}_\perp \rangle, \quad (4.8)$$

$$\vec{p}_\perp = \vec{a}_L + \langle \vec{p}_\perp \rangle, \quad (4.9)$$

et la composante basse-fréquence vérifie les équations :

$$\frac{1}{\gamma_g^2} \partial_\xi^2 \langle \vec{a}_\perp \rangle - (\partial_\tau + 2\beta_g \partial_\xi) \partial_\tau \langle \vec{a}_\perp \rangle = \frac{n_e}{\gamma} \langle \vec{p}_\perp \rangle, \quad (4.10)$$

$$(\partial_\tau + (\beta_x - \beta_g) \partial_\xi) p_x = \partial_\xi \phi - \langle \vec{\beta}_\perp \rangle \cdot \partial_\xi \langle \vec{a}_\perp \rangle - \frac{\partial_\xi \langle \vec{a}_L^2 \rangle}{2\gamma} - \left(\langle \vec{\beta} \rangle \times \vec{B}_0 \right)_x, \quad (4.11)$$

$$(\partial_\tau + (\beta_x - \beta_g) \partial_\xi) (\langle \vec{p}_\perp \rangle - \langle \vec{a}_\perp \rangle) = - \left\langle \frac{\mathcal{S}_e}{n_e} \vec{p}_\perp \right\rangle - \left(\langle \vec{\beta} \rangle \times \vec{B}_0 \right)_\perp. \quad (4.12)$$

Nous avons ici négligé la pression d'ionisation selon l'axe x , qui est susceptible d'exercer une influence croissante avec l'augmentation de la longueur d'onde laser [157].

Une simplification substantielle de ces équations est alors réalisée en faisant deux hypothèses :

- l'hypothèse quasi-statique ($\partial_\tau = 0$), dont nous vérifions la validité en section 4.1.2,
- l'hypothèse d'un plasma sous-dense ($\omega_{pe} \ll \omega_0$), soit d'après la définition de la vitesse de groupe [Eq. (2.187)], $\beta_g \simeq 1$ et $1/\gamma_g^2 = 1 - \beta_g^2 \simeq 0$,

ce qui mène à :

$$\langle \vec{p}_\perp \rangle = 0, \quad (4.13)$$

$$\partial_\xi^2 \phi = n_e - n_e^0, \quad (4.14)$$

$$n_e = \frac{n_e^0}{1 - \beta_x}, \quad (4.15)$$

$$(\beta_x - 1) \partial_\xi p_x = \partial_\xi \phi - \frac{\partial_\xi \langle \vec{a}_L^2 \rangle}{2\gamma}, \quad (4.16)$$

$$\partial_\xi \langle \vec{a}_\perp \rangle = \left\langle \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \vec{p}_\perp^L \right\rangle - \frac{n_e}{n_e^0} \beta_x \left(\vec{e}_x \times \vec{B}_0 \right)_\perp. \quad (4.17)$$

Les équations (4.14)-(4.16) décrivent la dynamique du sillage laser, tandis que l'équation (4.17) décrit la génération d'un champ transverse basse-fréquence par l'intermédiaire de deux sources indépendantes :

- Un terme de photocourants :

$$\left\langle \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} \vec{p}_\perp^L \right\rangle, \quad (4.18)$$

- Un terme de couplage entre la dynamique des électrons de l'onde de sillage et le champ magnétique extérieur

$$\frac{n_e}{n_e^0} \beta_x \left(\vec{e}_x \times \vec{B}_0 \right)_\perp, \quad (4.19)$$

qui est nul si $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_x$. À l'inverse, lorsque le champ magnétique extérieur est orthogonal à l'axe x , ce terme correspond au phénomène de rayonnement de sillage Cherenkov.

Considérons l'hypothèse $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_y$. Dès lors, l'équation (4.17) devient, après application des équations (4.14) et (4.15) :

$$\partial_\xi \langle a_y \rangle = \left\langle \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} p_y^L \right\rangle, \quad (4.20)$$

$$\partial_\xi \langle a_z \rangle = \left\langle \frac{\partial_\xi n_e^0}{n_e^0} p_z^L \right\rangle - \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}^2} \partial_\xi^2 \phi. \quad (4.21)$$

Nous retrouvons ici l'expression du CWR [Eq. (2.287)] dérivée par Z. Hu et al. [178] dans la configuration $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$ ($\vec{B}_0 \parallel \vec{E}_L$), à une inversion du signe près (en unités SI) :

$$E_z = \frac{bc}{\omega_{pe}} \partial_\xi E_x. \quad (4.22)$$

L'amplitude du champ THz produit est liée à l'amplitude de l'onde de sillage selon une relation similaire à l'équation (2.297) :

$$\bar{\mathcal{E}}_z = b\bar{\mathcal{E}}_x \left(1 + \frac{\bar{\mathcal{E}}_x^2}{2}\right) \left(1 + \frac{\bar{\mathcal{E}}_x^2}{4}\right)^{1/2} \quad (4.23)$$

où la quantité normalisée $\bar{\mathcal{E}}_{x,z} = (E_{x,z,\max} - E_{x,z,\min})/2\omega_{pe}$ représente l'amplitude crête à crête.

4.1.2 Vérification de l'hypothèse quasi-statique

La validité de l'hypothèse quasi-statique mise à profit en section 4.1.1 est ici vérifiée à partir des simulations PIC 1D décrites au début de la section suivante, dans lesquelles une impulsion laser interagit avec un jet de gaz et produit un rayonnement THz. La figure 4.1 montre la carte du champ THz obtenu pour $a_0 = 1$ et pour les deux configurations de champ magnétique dans le plan (ξ, τ) . La dérivée selon τ d'un champ quasi-statique doit être nulle par définition, ce qui implique une invariance de l'amplitude du champ considéré selon la direction verticale de la figure 4.1. La figure 4.1(a), correspondant au cas $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_y$ (cas du CWR), montre une alternance de bandes verticales dans la majeure partie de la zone plasma, ce qui remplit bien ce critère. En revanche, la figure 4.1(b) ($\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_x$, dans laquelle la seule source THz est les photocourants) contient des fluctuations non-négligeables dans le sillage de l'onde laser (en $\xi \lesssim -80\mu\text{m}$), montrant que l'hypothèse quasi-statique est moins robuste pour le champ THz généré par photo-ionisation.

Deux remarques peuvent être faites à ce sujet :

- L'amplitude du champ THz dans cette région est faible devant l'amplitude du champ THz dans la tête du laser (autour de $\xi \approx -40\mu\text{m}$), où est localisé le pic de champ THz principal dû aux photocourants. La description précise de l'évolution du champ THz dans le sillage n'est donc pas nécessaire pour prédire le comportement qualitatif de grandeurs d'intérêt telles que le taux de conversion laser-THz.
- La faiblesse de l'hypothèse quasi-statique en configuration $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_x$ s'explique par la structure du spectre des rayonnements THz. En effet, les photocourants exhibent un spectre continu de $\omega \simeq 0$ à $\omega \simeq 4 - 5\omega_{pe}$. La vitesse de phase dans ce domaine varie fortement tout en restant éloignée de c [voir la figure 2.20(b)]. Or l'hypothèse quasi-statique repose sur l'idée que les champs considérés ont une vitesse de phase identique à la vitesse de groupe du laser $v_g \approx c$. Seul le pic des photocourants, se produisant au point d'ionisation du gaz [en $x \simeq 260\mu\text{m}$ en figure 4.3(a), ou en $\xi \simeq -40\mu\text{m}$ en figure 4.1(b)], se déplace à la vitesse de groupe du laser.

Dans la section suivante, nous allons comparer les résultats théoriques du modèle quasi-statique avec des données issues de simulations PIC 1D.

4.1.3 Comparaison des prévisions du modèle avec des résultats de simulations PIC 1D

Paramètres des simulations PIC

Paramètres physiques Les simulations sont réalisées avec le code PIC Calder en géométrie 1D, dont un schéma de principe est donné en figure 4.2. Nous considérons un jet de gaz d'hélium initialement neutre, d'une longueur de $200\mu\text{m}$, complété par deux rampes de densité d'entrée

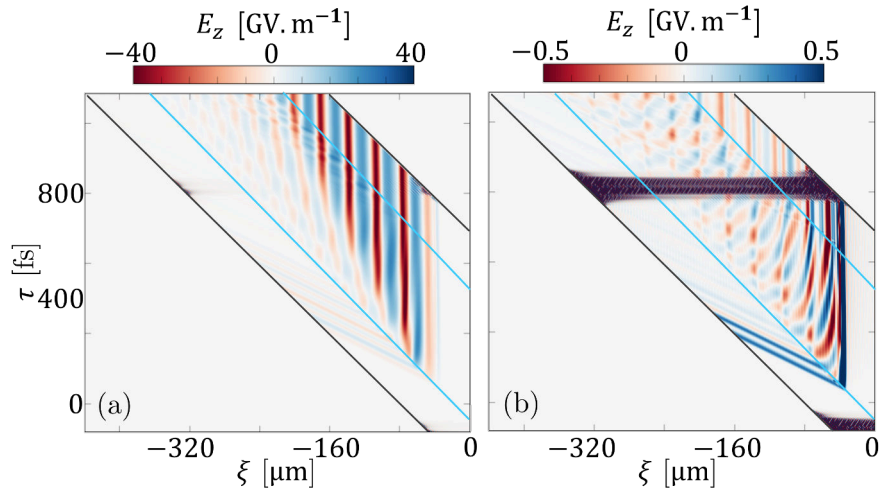


FIGURE 4.1 – Cartes (ξ, τ) du champ THz E_z pour (a) $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_y$ et (b) $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_x$. Le maximum de l’enveloppe laser est localisé en $\xi = -50 \mu\text{m}$. L’amplitude normalisée du champ électrique laser est $a_0 = 1$. Les frontières du domaine de simulation sont indiquées par des lignes noires, et les limites du plasma par des lignes bleues. L’artefact numérique visible en $\tau \simeq 800$ fs en (b) provient du filtrage de E_z aux itérations où le laser sort de la boîte de simulation. Il est à peine discernable en (a) du fait de la différence entre les échelles de couleur des figures (a) et (b). Ces cartes de champ ont été obtenues en enregistrant le profil spatial du champ $E_z(x, i\Delta t)$, filtré à la fréquence de coupure $\nu_{co} = 90$ THz, à chaque itération i , puis en juxtaposant ces profils 1D le long de l’axe t . Chacun d’eux est décalé vers la gauche d’une distance $i\Delta t$, revenant à effectuer le changement de variable $\xi = x - ct$. Extrait de [207].

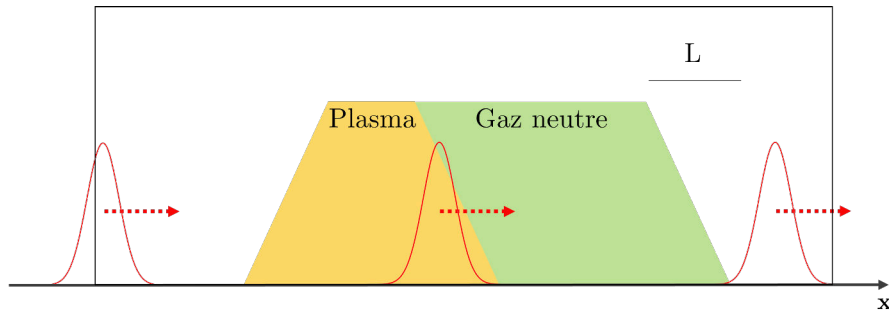


FIGURE 4.2 – Schéma de principe d’une simulation PIC. L’impulsion laser (en rouge) entre dans le domaine de simulation (rectangle noir) puis se propage à travers le gaz, initialement neutre (en vert), dont la densité suit une fonction trapézoïdale avec un plateau de densité constante encadré par deux régions de densité croissante (en entrée) et décroissante (en sortie). La longueur de cette seconde rampe est notée L . L’onde laser ionise le gaz au cours de sa propagation et forme un plasma (en jaune). Le système d’équations de Maxwell-Vlasov résout la dynamique des particules et des champs électromagnétiques, selon le schéma numérique décrit en section 2.5.4. L’impulsion laser quitte le domaine en fin de simulation (à droite). Des « points sondes » peuvent être définis à des abscisses choisies, où sont enregistrés les champs électromagnétiques au cours du temps. Les points sondes les plus courants sont placés dans le vide en amont, au milieu et en aval du plasma, permettant de mesurer le champ réfléchi, créé dans le plasma ou émis, respectivement.

et de sortie d'une longueur de 50 μm chacune constituant l'interface avec le vide, qui simule une expérience de jet de gaz supersonique dans une enceinte à vide. La densité du gaz considérée pour chaque simulation est fixée de façon à conserver la densité électronique après ionisation par le champ laser ($n_e^0 = 1.11 \times 10^{-3} n_c = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, correspondant à une fréquence plasma $\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$), ceci dépendant de l'amplitude laser comme vu en section 2.2 [voir en particulier la figure 2.4, où l'état de charge de quelques gaz nobles comprenant l'hélium après ionisation est donné en fonction de l'intensité laser considérée I_0]. En particulier, trois valeurs d'amplitude laser normalisée sont considérées : $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ (régime non-relativiste), $a_0 = 1$ (régime modérément relativiste) et $a_0 = 4$ (régime ultra-relativiste), correspondant respectivement à $I_0 = 2.19 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ (état de charge final $Z^* = 1$), $I_0 = 1.37 \times 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ (état de charge final $Z^* = 2$) et $I_0 = 2.19 \times 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ (état de charge final $Z^* = 2$).

Un champ magnétique extérieur est imposé selon la direction y , orthogonal à la direction de propagation du champ laser, avec $B_0 = 357 \text{ T}$ soit $\nu_{ce} = 10 \text{ THz}$ ($b = 1$). Des simulations équivalentes mais avec un champ magnétique orienté selon l'axe x sont étudiées au chapitre 5, consacré à l'étude de cette orientation particulière du champ magnétique.

L'impulsion laser, d'une longueur d'onde de l'harmonique fondamentale $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ et d'une durée $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ FWHM, contient une seconde composante de longueur d'onde $\lambda_0/2$ et de durée identique à celle de l'harmonique fondamentale. La fraction en énergie de la seconde harmonique est $r = 0.1$, et le déphasage initial entre les deux couleurs est fixé à $\varphi = \pi/2$, valeur optimale pour la génération de rayonnements THz par photoionisation (voir la section 2.3.2 dédiée à cette source THz). Nous nous limitons à des champs laser polarisés linéairement (selon l'axe z) dans cette étude.

La durée de l'impulsion laser est choisie de façon à vérifier la condition de résonance $c\tau_0 \sim 0.37\lambda_{pe}$ [Eq. (2.213)] : ici, $c\tau_0 = 10.5 \mu\text{m}$ et $\lambda_{pe} = 30 \mu\text{m}$. L'impulsion laser est ainsi susceptible de générer une onde de sillage de façon efficace.

Le champ THz est estimé en filtrant le champ électrique à la fréquence de coupure $\nu_{co} = 90 \text{ THz}$.

Paramètres numériques Le pas spatial et le pas de temps de la simulation sont respectivement fixés à $\Delta x = 0.06 c\omega_0^{-1} = 9.6 \text{ nm}$ (soit $\Delta x \approx \lambda_0/100$) et $\Delta t = 0.055 \omega_0^{-1} = 29.2 \text{ as}$. Ces valeurs respectent la condition CFL [Eq. (2.338)] et assurent que le déphasage entre les deux couleurs soit majoritairement dû à la différence des vitesses de phase plasma [Eq. (2.186)] et non numérique [Eq. (2.340)] entre les deux couleurs, les premières valant $v_\phi^1 = 1 + 5.6 \times 10^{-4}$ et $v_p h^2 = 1 + 1.4 \times 10^{-4}$ et les secondes, $v_{\phi,n}^1 = 1 - 2.4 \times 10^{-5}$ et $v_{\phi,n}^2 = 1 - 9.6 \times 10^{-5}$ pour ces valeurs de Δx et Δt .

Le domaine de simulation est divisé en $N_x = 57240$ mailles contenant initialement chacune 100 macro-particules, soit un total 5.724×10^6 macro-particules réparties dans une boîte de taille $N_x \Delta x = 550 \mu\text{m}$. La simulation est poursuivie sur $N_t = 80000$ itérations, c'est-à-dire sur une durée totale $N_t \Delta t = 2.34 \text{ ps}$.

Résultats de simulations

La figure 4.3 détaille les spectres et champs THz observés après une propagation de l'impulsion laser de 200 μm dans l'hélium. À $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ [Fig. 4.3(a,b)], le profil des spectres et des champs correspond à l'action des photocourants [comparer avec les spectres et champs équivalents en régime non magnétisé des figures (2.9)(e,f) et (2.14)(a,b)]. Dans les deux cas, l'impulsion THz prend une forme approximativement monocyclique avec un pic d'amplitude de l'ordre de 4.5 GV.m^{-1} . L'équation (4.22) (courbes oranges) prédit une génération de rayonnement THz négligeable par CWR. Le spectre orange de la figure 4.3(b) montre néanmoins un pic à la fréquence plasma.

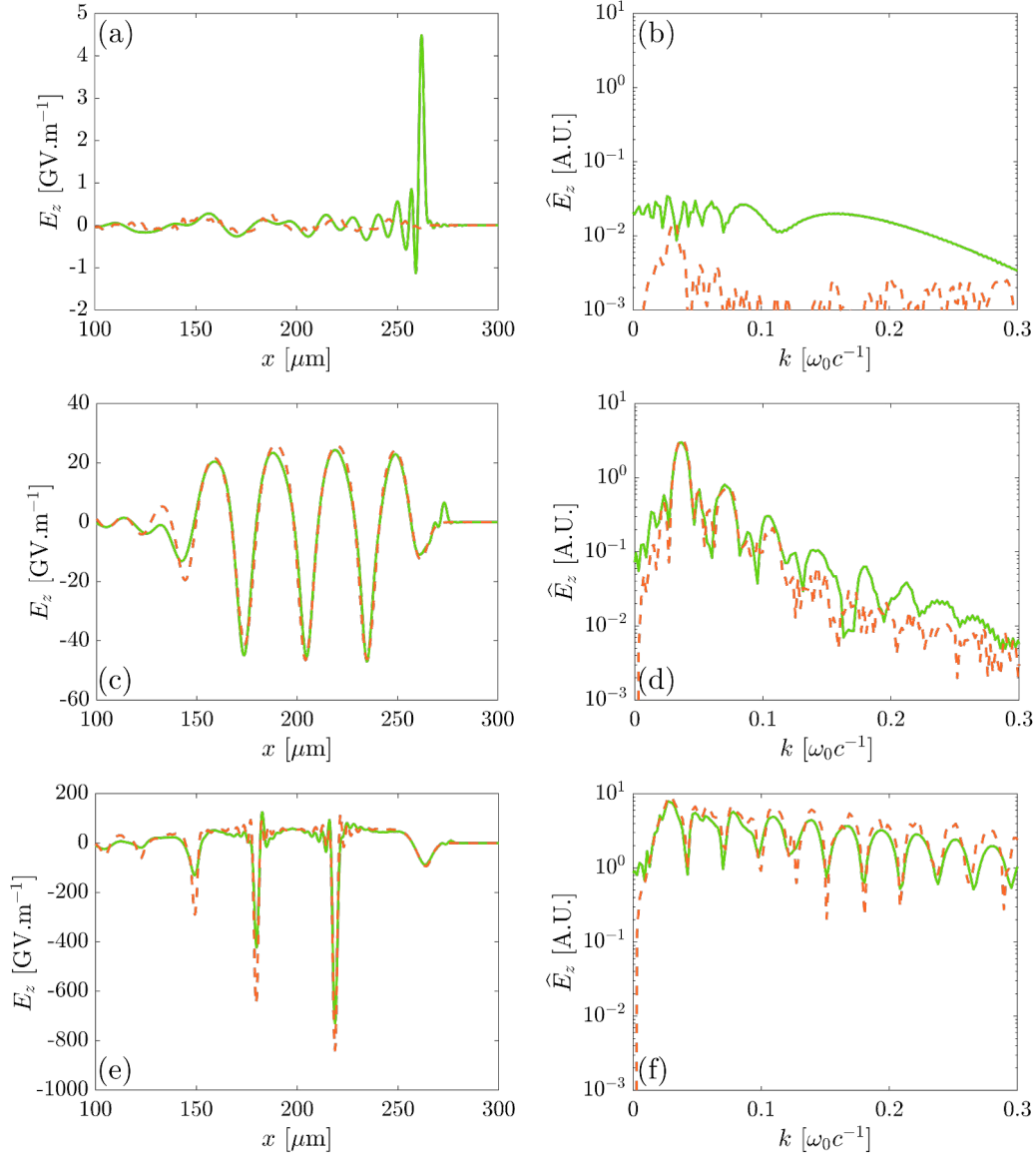


FIGURE 4.3 – (a,c,e) Champs et (b,d,f) spectres THz (fréquence de coupure à $0.3\omega_0 = 90$ THz) issus de simulations PIC 1D, générés par l'interaction entre un champ laser à deux couleurs d'amplitude normalisée (a,b) $a_0 = 4 \times 10^{-2}$, (c,d) $a_0 = 1$ ou (e,f) $a_0 = 4$, et un plasma d'hélium à la fréquence plasma $\nu_{pe} = 10$ THz ($\omega_{pe} = 0.036\omega_0$), magnétisé selon l'axe y à la fréquence cyclotron $\nu_{ce} = 10$ THz (courbes vertes). Les courbes oranges correspondent à une estimation de l'équation (4.22) à partir du champ longitudinal E_x issu des simulations PIC. Extrait de (a,c,e) [207].

Pour $a_0 = 1$, le spectre PIC (courbe verte) atteint une valeur se situant deux ordres de grandeur au dessus de la valeur maximale du cas précédent. L'estimation (4.22) (courbes oranges) reproduit très fidèlement le champ et le spectre PIC (courbes vertes). Ceci confirme la nature de la source des champs THz : il s'agit du CWR. La structure du spectre CWR est différente de celle du spectre des photocourants : un pic principal est marqué à ω_{pe} ainsi qu'un certain nombre de répliques aux multiples entiers de ω_{pe} . Ces répliques proviennent de la forme du champ longitudinal E_x intervenant dans l'équation (4.22) : en régime relativiste, l'onde plasma n'est plus harmonique (linéaire) [voir par exemple la forme du champ E_x en figure 2.13(c)]. Le champ correspondant [courbe verte en figure 4.3(c)] exhibe des oscillations se décomposant sur plusieurs harmoniques de la fréquence plasma, entre les valeurs extrêmes -45 et 25 GV.m^{-1} . Cette tendance s'accroît fortement en régime ultra-relativiste [$a_0 = 4$, Figs. 4.3(e,f)] où le champ THz émis par CWR atteint la valeur record de -725 GV.m^{-1} . La structure globale du champ est très anharmonique, avec une succession de pics fins et intenses et de plateaux larges et de faible amplitude. Le spectre correspondant traduit cette dynamique, avec des répliques jusqu'à 90 THz d'amplitude non négligeable. Une fois encore, l'équation (4.22) (courbes oranges) reproduit fidèlement le champ PIC.

La longueur d'onde des oscillations dues au CWR augmente avec a_0 . Ce phénomène découle de la modification relativiste de la masse effective des électrons par le facteur de Lorentz des électrons γ , conduisant aux fréquence et longueur d'onde plasma relativistes $\tilde{\omega}_{pe} = \omega_{pe}/\sqrt{\gamma}$ et $\tilde{\lambda}_{pe} = \sqrt{\gamma}\lambda_{pe}$.

4.1.4 Rendement laser-THz des processus étudiés

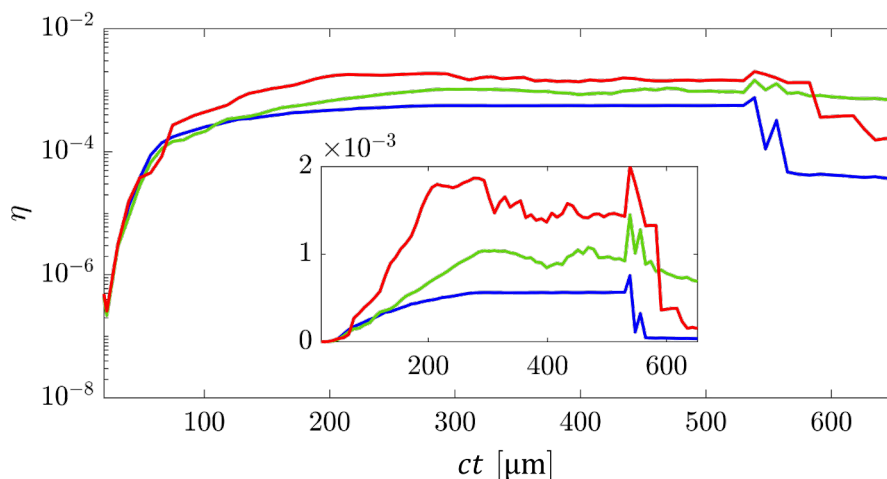


FIGURE 4.4 – Efficacité de conversion laser-THz en fonction du temps (exprimé comme la distance de propagation de l'impulsion laser $x \equiv ct$) dans les simulations PIC 1D. L'amplitude normalisée du champ laser vaut $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ (courbes bleues), $a_0 = 1$ (courbes vertes) ou $a_0 = 4$ (courbes rouges). Le champ magnétique est orienté selon y . L'insert reprend les données de la figure avec une échelle linéaire sur l'axe des ordonnées. Les artefacts numériques autour de $x = 550 \mu\text{m}$ proviennent du filtre de Fourier appliqué au champ électrique, aux itérations où l'impulsion laser est en train de sortir de la boîte de simulation. Extrait de [207].

Nous avons aussi calculé le rendement laser-THz [similaire au taux de conversion 0D donné par l'équation (3.17)], défini comme

$$\eta = \frac{\int_{-k_{co}}^{k_{co}} |\widehat{\vec{E}}|^2 dk}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\widehat{\vec{E}}_L|^2 dk}, \quad (4.24)$$

au cours de la propagation de l'onde laser dans la boîte de simulation PIC. Cette quantité est l'énergie électromagnétique totale dans la boîte de simulation, dans le domaine des fréquences THz, à une itération donnée, rapportée à l'énergie laser initiale. $k_{co} = \omega_{co}/c$ est la fréquence de coupure THz dans l'espace des vecteurs d'onde. L'énergie laser initiale est calculée à partir du champ électrique mesuré dans le domaine de simulation à une itération ultérieure à l'entrée de l'impulsion laser dans le domaine de simulation, et antérieure à l'interaction du champ laser avec la cible de gaz.

Le profil de densité [voir la figure 4.2] est constitué d'une rampe linéaire en entrée du plasma s'étendant de 15 à 65 μm , d'un plateau de densité constante de 65 à 265 μm et d'une rampe de densité linéaire décroissante de 265 à 315 μm . Le champ laser quitte le domaine de simulation en $x = 550 \mu\text{m}$, ce qui génère des artefacts numériques aux itérations correspondantes du fait du filtre de Fourier appliqué au champ électrique.

La figure 4.4 démontre l'augmentation du taux de conversion avec l'amplitude laser : celui-ci passe de $\eta = 5 \times 10^{-4}$ à près de $\eta = 2 \times 10^{-3}$. Pour $a_0 = 4 \times 10^{-2}$, la source des rayonnements THz est la photo-ionisation, comme nous l'avons vu précédemment. L'énergie THz associée croît puis sature. À $a_0 = 1$, l'énergie THz générée croît continûment jusqu'à la sortie du laser hors du plasma, ce qui s'explique par l'extension progressive de la dimension de l'onde de sillage qui finit par occuper tout le plasma [visible en figure 4.3(c)]. À $a_0 = 4$, l'onde plasma est en revanche plus courte [Fig. 4.3(e)] si bien que l'énergie THz associée sature plus tôt. L'effondrement de l'énergie THz au-delà de $x = 550 \mu\text{m}$ provient de la propagation du champ THz hors de la boîte de simulation. Celle-ci est quasi-totale pour les photocourants (courbe bleue) comme pour le cas du CWR fortement relativiste (courbe rouge), car le champ THz dans ces deux cas est constitué d'une forte impulsion en tête (qui finit par quitter le domaine de simulation), suivie d'oscillations d'amplitude réduite [Figs. 4.3(a,e)]. Pour le cas modérément relativiste, l'onde de sillage perdure longtemps après le passage de l'impulsion laser, et un rayonnement THz d'amplitude approximativement constante continue d'être produit aux temps longs [Fig. 4.3(c)].

Les cas où le champ THz est produit par CWR [courbes rouge et verte de la figure 4.3(e)] subissent un amortissement au passage du gradient de sortie, décrit par l'équation (2.279). Nous faisons remarquer que la valeur de $b = 1$ considérée ici prédit une absence d'amortissement selon le modèle d'ondes planes en régime non-relativiste de la section 2.4.4. Nous démontrons en section 4.2.4 qu'une correction relativiste doit être prise en compte pour un tel amortissement, prédisant une augmentation de l'amortissement avec a_0 , en accord avec le comportement observé en figure 4.4.

Cette première étude reposant sur des simulations PIC 1D en régime de forte magnétisation prédit ainsi une prédominance du rayonnement de sillage Cherenkov sur les photocourants en régime relativiste. Des amplitudes de champ THz record sont rapportées (atteignant plusieurs centaines de GV.m^{-1}) ainsi que des taux de conversion de l'ordre de quelques 10^{-3} .

Ces résultats sont étendus en géométrie 2D dans la prochaine section.

4.2 Rayonnement de sillage 2D en régime ultra-relativiste, fortement magnétisé

Nous étudions dans cette section la génération de rayonnement THz par CWR en géométrie 2D, en régime d'intensité laser ultra-relativiste et de forte magnétisation ($b \geq 1$) qui a été peu étudié par le passé et pour lequel de forts champs THz sont susceptibles d'être créés. Une attention particulière est portée sur l'efficacité de conversion de la source THz ainsi que sur l'influence du gradient de sortie en fonction de la magnétisation du plasma. Nous considérons ici des impulsions laser à une seule composante de couleur, les résultats de la section précédente ayant démontré que les photocourants sont négligeables dans l'hélium par rapport au CWR en régime relativiste.

Dans un premier temps, nous étudions la relation de dispersion d'un plasma magnétisé et la génération de rayonnement Cherenkov selon une direction formant un angle arbitraire avec la direction de propagation de la perturbation (l'impulsion laser).

4.2.1 Modèle d'ondes planes de CWR pour un angle d'émission arbitraire

Un modèle d'ondes planes décrivant le comportement angulaire de l'émission THz par CWR, s'appliquant aux cas $B_0 \vec{e}_y \perp \vec{e}_x$ pour un vecteur d'onde \vec{k} appartenant aux plans (x, y) ou (x, z) , est dérivé dans cette section. Nous supposons que la force pondéromotrice est négligeable. Nous considérons alors une onde plane

$$\vec{E} = (\vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_{\perp}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (4.25)$$

où $\vec{E}_{\parallel} = E_{\parallel} \vec{e}_{\parallel}$ et $\vec{E}_{\perp} = E_{\perp} \vec{e}_{\perp}$ sont respectivement les composantes parallèle¹ et orthogonale au vecteur d'onde \vec{k} . Nous supposons enfin qu'une impulsion laser se propage selon l'axe x à la vitesse de groupe $\vec{v}_g = v_g \vec{e}_x$ et excite une réponse électrostatique du plasma $E_x \vec{e}_x$, qui s'identifie à l'onde de sillage et dont la vitesse de phase est égale à la vitesse de groupe laser v_g . Ce champ E_x est le terme source des rayonnements électromagnétiques se propageant selon la direction arbitraire \vec{e}_{\parallel} dont nous cherchons ici à décrire le comportement en fonction de l'angle d'émission. La composante E_{\parallel} est alors supposée être égale à la projection du champ électrostatique excité par la source E_x selon l'axe \vec{e}_{\parallel} , soit

$$E_{\parallel} = E_x \vec{e}_x \cdot \vec{e}_{\parallel}. \quad (4.26)$$

Nous cherchons alors à estimer la valeur du rapport E_{\perp}/E_x , c'est-à-dire de la composante transverse (électromagnétique) de l'onde rapportée à l'amplitude de la perturbation induite par la source. La fréquence de l'onde est donnée par la condition de résonance Cherenkov [Eq. (2.274)] :

$$\omega = \vec{k}(\omega) \cdot \vec{v}_g. \quad (4.27)$$

L'équation de courant magnétisée [Eq. (2.257)] s'écrit (en unités normalisées, voir table 2.2) :

$$\partial_t(\gamma \vec{J}) = \omega_{pe}^2 \vec{E} + \omega_{ce}(\vec{e}_x \times \vec{J}). \quad (4.28)$$

Nous considérons alors que le facteur de Lorentz vaut $\gamma = 1$ (régime non-relativiste). La démarche qui suit peut être étendue au régime relativiste en considérant un facteur de Lorentz

1. L'existence d'une composante parallèle au vecteur d'onde est caractéristique d'un mode extraordinaire se propageant dans un plasma magnétisé, comme évoqué en section 2.4.2.

constant², conduisant à remplacer les fréquences ω_{pe} et ω_{ce} par leur équivalent en régime relativiste $\tilde{\omega}_{pe} = \omega_{pe}/\sqrt{\gamma}$ [Eq. (2.214)] et $\tilde{\omega}_{ce} = \omega_{ce}/\gamma$ [Eq. (2.249)].

Nous prenons la transformée de Fourier dans le domaine temporel de cette équation (voir [Formulaire](#)) ce qui conduit au système d'équations :

$$\hat{J}_x = \alpha(i\omega\hat{E}_x - \omega_{ce}\hat{E}_z), \quad (4.29)$$

$$\hat{J}_y = i\omega\delta\hat{E}_y, \quad (4.30)$$

$$\hat{J}_z = \alpha(i\omega\hat{E}_z + \omega_{ce}\hat{E}_x), \quad (4.31)$$

où

$$\delta(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (4.32)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}. \quad (4.33)$$

Nous injectons ce jeu d'équations dans les équations de Maxwell-Faraday (2.3) et de Maxwell-Ampère (2.4) pour obtenir l'équation d'onde dans le domaine de Fourier :

$$\vec{k} \times \vec{k} \times \hat{\vec{E}} + \omega^2 \bar{\bar{\epsilon}} \hat{\vec{E}} = \vec{0}, \quad (4.34)$$

où $\bar{\bar{\epsilon}}$ est le tenseur diélectrique :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} 1 - \alpha & 0 & -i\frac{\omega_{ce}}{\omega}\alpha \\ 0 & 1 - \delta & 0 \\ i\frac{\omega_{ce}}{\omega}\alpha & 0 & 1 - \alpha \end{pmatrix}. \quad (4.35)$$

En coordonnées sphériques, le vecteur d'onde \vec{k} s'écrit :

$$\vec{k} = k(\cos(\theta)\cos(\phi)\vec{e}_x + \sin(\theta)\vec{e}_y + \cos(\theta)\sin(\phi)\vec{e}_z) \quad (4.36)$$

et finalement, le membre de gauche de l'équation d'onde (4.34) s'écrit :

$$\vec{k} \times \vec{k} \times \hat{\vec{E}} = k^2 \begin{pmatrix} \cos^2(\theta)\cos^2(\phi) - 1 & \cos(\theta)\sin(\theta)\cos(\phi) & \cos^2(\theta)\cos(\phi)\sin(\phi) \\ \cos(\theta)\sin(\theta)\cos(\phi) & -\cos^2(\theta) & \cos(\theta)\sin(\theta)\sin(\phi) \\ \cos^2(\theta)\cos(\phi)\sin(\phi) & \cos(\theta)\sin(\theta)\sin(\phi) & \cos^2(\theta)\sin^2(\phi) - 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{E}_x \\ \hat{E}_y \\ \hat{E}_z \end{pmatrix}. \quad (4.37)$$

La relation de dispersion est alors obtenue en calculant le déterminant du système linéaire portant sur les composantes du champ électrique que constituent l'équation d'onde (4.34) et les équations (4.35) et (4.37), et en faisant apparaître l'indice de réfraction \vec{n} défini par l'équation (2.184).

Propagation dans le plan (x, z)

Dans le cas d'une onde se propageant dans le plan (x, z) , soit $\theta = 0$ [Fig. 4.5(a)], la relation de dispersion devient

2. Le facteur de Lorentz varie de fait avec la vitesse électronique, cette hypothèse revient à l'approcher par sa valeur moyenne.

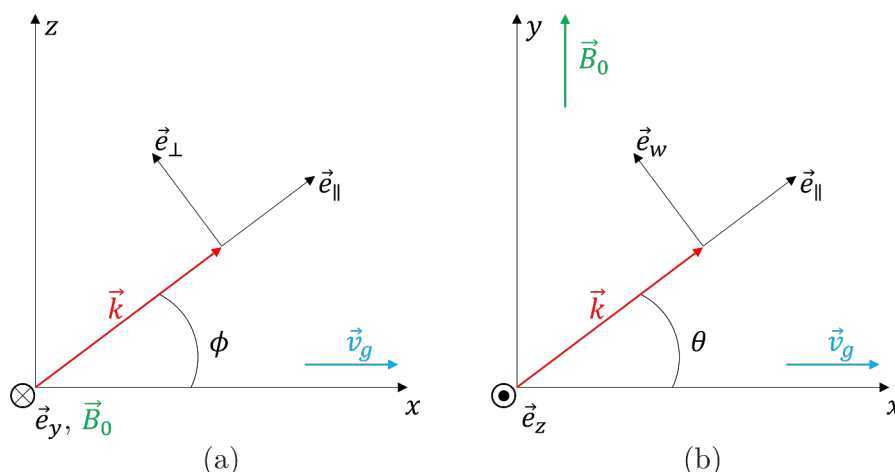


FIGURE 4.5 – Représentation des principales grandeurs vectorielles utilisées dans la dérivation de la relation de dispersion. Le vecteur d'onde (en rouge) est situé (a) dans le plan (x, z) ou (b) dans le plan (x, y) . La perturbation (en bleu) est dirigée selon x et le champ magnétique (en vert) selon y . Le vecteur \vec{e}_\perp (défini comme la direction de polarisation du champ électrique transverse) est un vecteur de la base cartésienne $(\vec{e}_\parallel, \vec{e}_y, \vec{e}_\perp)$, issue d'un changement de base par rotation autour de l'axe y , dans le cas de la figure (a). Dans le cas de la figure (b), la base obtenue par rotation autour de l'axe z est $(\vec{e}_\parallel, \vec{e}_w, \vec{e}_z)$ et le vecteur \vec{e}_\perp est une combinaison complexe des vecteurs \vec{e}_w et \vec{e}_z , selon l'équation (4.46).

$$(1 - \delta - n^2) \left[(1 - \alpha)(1 - \alpha - n^2) - \alpha^2 \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \right] = 0, \quad (4.38)$$

soit

$$(1 - \delta - n^2) = 0 \quad (4.39)$$

ou

$$(1 - \alpha)(1 - \alpha - n^2) - \alpha^2 \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} = 0, \quad (4.40)$$

qui correspondent respectivement au mode ordinaire [Eq. (2.185)], vérifiant $\vec{E} \times \vec{B}_0 = \vec{0}$ (soit $\vec{E} = E_y \vec{e}_y$), et au mode extraordinaire [Eq. (2.264)] vérifiant $\vec{E} \cdot \vec{B}_0 = 0$ (soit $\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_z \vec{e}_z$).

La relation entre \widehat{E}_x et \widehat{E}_\perp est directement déduite de l'équation (4.34) et finalement :

$$\frac{\widehat{E}_\perp}{\widehat{E}_x} = \cos(\phi) \frac{\cos(\phi)(\omega_H^2 - \omega^2) + i \sin(\phi) \omega_{ce} \omega_{pe}^2 / \omega}{\sin(\phi)(\omega_H^2 - \omega^2 - [\beta_g \cos(\phi)]^{-2}) - i \cos(\phi) \omega_{ce} \omega_{pe}^2 / \omega} \quad (4.41)$$

où nous avons fait usage de la condition de Cherenkov [Eq. (4.27)] :

$$n(\omega) = \frac{1}{\beta_g \cos(\phi)}, \quad (4.42)$$

où $\beta_g = v_g/c$. La pulsation de l'onde ω pour un angle ϕ donné est obtenue numériquement à partir de l'équation (4.40) et de la condition (4.42). Elle est représentée en figure 4.6(a).

Propagation dans le plan (x, y)

Nous étudions à présent le cas d'une onde se propageant dans le plan (x, y) , soit $\phi = 0$ [Fig. 4.5(b)]. Ce cas correspond aux simulations PIC 2D étudiées en section 4.2. La relation de dispersion s'écrit ici :

$$(1 - \delta - n^2 \cos^2(\theta)) \left((1 - \alpha - n^2 \sin^2(\theta)) (1 - \alpha - n^2) - \alpha^2 \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \right) - n^4 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) (1 - \alpha - n^2) = 0. \quad (4.43)$$

Cette relation de dispersion ne permet pas de distinguer les modes ordinaire et extraordinaire aussi aisément que dans la configuration précédente. Ici,

$$\vec{E}_{\parallel} = E_{\parallel} (\cos(\theta) \vec{e}_x + \sin(\theta) \vec{e}_y), \quad (4.44)$$

$$E_{\perp} \vec{e}_{\perp} = E_w \vec{e}_w + E_z \vec{e}_z, \quad (4.45)$$

où le vecteur unitaire \vec{e}_w est défini en figure 4.5(b). De la même façon que pour la configuration précédente, nous recherchons à exprimer la composante transverse de l'onde $E_{\perp} \vec{e}_{\perp}$ en fonction du champ électrique créé par la perturbation E_x . À partir de l'équation d'onde (4.34) nous obtenons :

$$\vec{e}_{\perp} = \sqrt{r} \vec{e}_z - i \sqrt{1 - r} \vec{e}_w, \quad (4.46)$$

où

$$r = \frac{1}{1 + A^2}, \quad (4.47)$$

$$A = \frac{\omega}{\alpha \omega_{ce}} (1 - \delta) (1 - \alpha - n^2) \frac{\sin(\theta)}{1 - \delta - n^2 \cos^2(\theta)}. \quad (4.48)$$

La composante transverse possède ainsi deux composantes orthogonales déphasées de $-\pi/2$, c'est-à-dire une polarisation elliptique. En faisant usage de la condition de résonance Cherenkov, qui s'exprime cette fois comme :

$$n(\omega) = \frac{1}{\beta_g \cos(\theta)}, \quad (4.49)$$

nous obtenons :

$$\frac{\hat{E}_{\perp}}{\hat{E}_x} = i \frac{\omega_{ce} \omega_{pe}^2 \cos^2(\theta)}{\sqrt{1 - r} \omega_{ce} \omega_{pe}^2 \sin(\theta) + \sqrt{r} \omega \left(\frac{\omega^2 - \omega_{ce}^2}{\beta_g^2 \cos^2(\theta)} - \omega^2 + \omega_H^2 \right)}. \quad (4.50)$$

Similairement à la configuration précédente, la fréquence de résonance pour un angle donné est obtenue en résolvant numériquement l'équation (4.43) combinée à la condition de Cherenkov (4.49) [Fig. 4.6(c)]. La fréquence obtenue est alors injectée dans l'équation (4.50) pour obtenir l'amplitude de la composante électromagnétique rapportée à l'amplitude du terme source (l'onde de sillage).

Estimation du vecteur de Poynting en fonction de l'angle d'émission

Nous pouvons alors estimer la valeur du vecteur de Poynting permettant d'apprécier l'intensité du rayonnement transmis

$$\vec{\Pi}(\omega) = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E}_\perp \times \vec{B}_\perp^*] \quad (4.51)$$

où Re est la partie réelle, * le complexe conjugué et

$$\vec{B}_\perp(\omega) = n(\omega)(\vec{e}_\parallel \times \vec{E}_\perp). \quad (4.52)$$

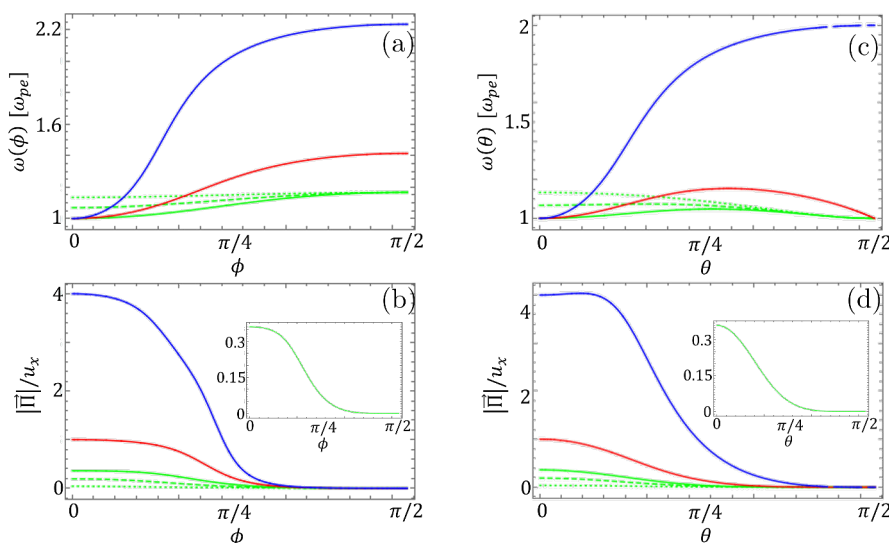


FIGURE 4.6 – (a,c) Pulsation ω et (b,d) norme du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ du CWR en fonction de l'angle de propagation dans le plan (a,b) (x, z) ou (c,d) (x, y) . Le vecteur de Poynting est normalisé par $|E_x|^2/2$. Courbes vertes : $b = 0.6$ ($\omega_H/\omega_{pe} = 1.17$). Courbes rouges : $b = 1$ ($\omega_H/\omega_{pe} = 1.41$). Courbes bleues : $b = 2$ ($\omega_H/\omega_{pe} = 2.24$). Les courbes pleines correspondent à une impulsion en déplacement à $\beta_g = 1$, tandis que les courbes en tirets et pointillées vertes sont respectivement associées à $\beta_g = 0.8$ et $\beta_g = 0.5$ (les insert montrent un agrandissement du cas $b = 0.6$, $\beta_g = 1$ pour une meilleur lisibilité). Extrait de [208].

La pulsation de résonance (normalisée à ω_{pe}) et la norme du vecteur de Poynting (normalisée par la densité d'énergie de la composante du sillage selon x , $u_x = \frac{1}{2}|E_x|^2$) sont tracées en fonction de l'angle d'émission (θ ou ϕ) en figure 4.6, pour différentes valeurs de b .

La figure 4.6(a) [$\vec{k} \in (x, z)$] montre que la fréquence de résonance passe de ω_{pe} à ω_H lorsque ϕ passe de 0 à $\pi/2$, en accord avec les prévisions de la référence [127]. En revanche, lorsque $\vec{k} \in (x, y)$ [Fig. 4.6(c)], la fréquence de résonance à l'angle d'émission maximal $\theta = \pi/2$ est la fréquence plasma [$\omega(\pi/2) = \omega_{pe}$], tel que rapporté en [175], pour $b \leq 1$. Lorsque $b \geq 1$, en revanche, la fréquence excitée à $\theta = \pi/2$ est la fréquence cyclotron. Le comportement qualitatif de $\omega(\theta)$ est ainsi différent si $b \leq 1$ ($\omega(0) = \omega(\pi/2) = \omega_{pe}$, et ω admet un maximum entre 0 et $\pi/2$) ou si $b \geq 1$ (ω croît continûment de ω_{pe} à ω_{ce}).

Les figures 4.6(b,d) confirment que l'émission est majoritaire en $\phi, \theta \sim 0$, en accord avec les travaux de J. Yoshii et al. [127] se rapportant à la configuration de la figure 4.6(b). Néanmoins, nous observons un élargissement du pic principal jusqu'à $\theta \sim \pi/8$ dans la configuration étudiée dans ce chapitre, $\vec{k} \in (x, y)$ [courbe bleue de la figure 4.6(d)] indiquant une possible génération hors-axe.

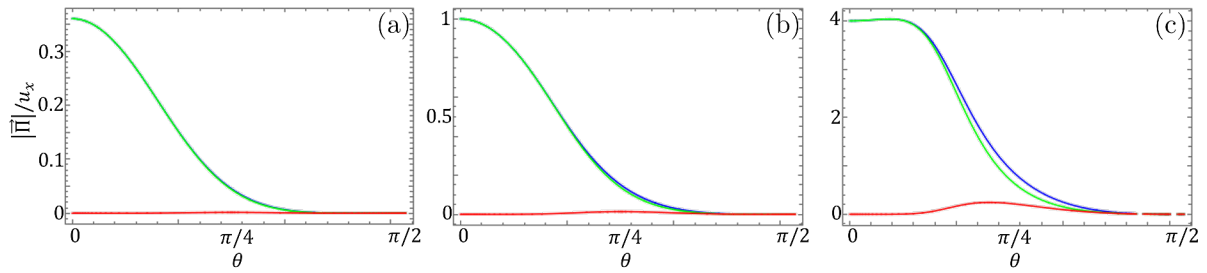


FIGURE 4.7 – Norme du vecteur de Poynting du CWR (normalisé à $u = |E_x|^2/2$) en fonction de l'angle de propagation θ dans le plan (x, y) , pour (a) $b = 0.6$, (b) $b = 1$ et (c) $b = 2$. Courbes bleues : $|\vec{\Pi}|/u$. Courbes vertes : $|\vec{\Pi}_z|/u$. Courbes rouges : $|\vec{\Pi}_w|/u$. Extrait de [208].

En outre, pour cette même configuration $\vec{k} \in (x, y)$, nous pouvons vérifier que la majeure partie de l'énergie est contenue dans la composante dirigée selon l'axe z . Ce résultat est important car nous négligeons la contribution de la composante w dans les estimations des champs et énergies THz issus des simulations PIC que nous étudions dans la suite de cette section. Pour cela, nous décomposons le vecteur de Poynting en deux contributions selon :

$$\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_w + \vec{\Pi}_z, \quad (4.53)$$

$$\vec{\Pi}_w = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\vec{E}_w \times \vec{B}_z^* \right], \quad (4.54)$$

$$\vec{\Pi}_z = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\vec{E}_z \times \vec{B}_w^* \right], \quad (4.55)$$

$$\vec{B}_w = n(\vec{e}_{\parallel} \times \vec{E}_z), \quad (4.56)$$

$$\vec{B}_z = n(\vec{e}_{\parallel} \times \vec{E}_w). \quad (4.57)$$

Les résultats d'une telle décomposition sont tracés en figure 4.7 et confirment que la contribution selon w , qui augmente avec l'accroissement de b , reste négligeable par rapport à la contribution selon z .

4.2.2 Paramètre des simulations PIC 2D

Les simulations sont réalisées avec le code Calder en géométrie 2D cartésienne. L'impulsion laser, d'une longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, a un profil spatio-temporel gaussien défini par une largeur transverse $w_0 = 10.5 \mu\text{m}$ FWHM et une durée $\tau_0 = 35 \text{fs}$ FWHM, vérifiant la condition de « matching » donnée par l'équation (2.213). Son amplitude normalisée vaut $0.8 \leq a_0 \leq 16$. Le maximum de l'impulsion est situé en $\xi = -300 \mu\text{m}$, où $\xi = x - ct$. L'impulsion laser se propage selon l'axe x dans une cible d'hélium dont la densité électronique après ionisation totale vaut $1.94 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} \leq n_e \leq 1.24 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ (soit $4 \leq \nu_{pe} \leq 10 \text{THz}$). Le profil de densité est trapézoïdal, la longueur du gradient de sortie étant notée L [Fig. 4.2]. Un champ magnétique extérieur d'amplitude $187.5 \text{T} \leq B_0 \leq 600 \text{T}$ est imposé selon l'axe y , associé à une fréquence cyclotron électronique $5 \text{THz} \leq \nu_{ce} \leq 16 \text{THz}$. Le champ THz est extrait en filtrant les fréquences inférieures à $\nu_{co} = 90 \text{THz}$.

4.2.3 Régime modérément relativiste

Nous considérons tout d'abord le régime faiblement relativiste, dans lequel $a_0 = 0.8$, soit $I_0 = 8.76 \times 10^{17} \text{W.cm}^{-2}$. La fréquence plasma est fixée à $\nu_{pe} = 10 \text{THz}$ et le jet de gaz est constitué d'un plateau de densité de $200 \mu\text{m}$ de long (sans gradient d'entrée) suivie d'un gradient de sortie

de longueur $L = 95 \mu\text{m} = 3\lambda_{pe}$. Les pas spatiaux et temporel valent respectivement $\Delta x = 0.24 c\omega_0^{-1} = 38.2 \text{ nm} \approx \lambda_0/26$, $\Delta y = 1.2 c\omega_0^{-1} = 190 \text{ nm} \approx w_0/55$ et $\Delta t = 0.22 \omega_0^{-1} = 117 \text{ as}$. La boîte de simulations est constituée de $(N_x = 14310) \times (N_y = 918) \approx 13.1 \times 10^6$ mailles, soit un domaine de simulation de dimensions $L_x = N_x \Delta x = 550 \mu\text{m}$, $L_y = N_y \Delta y = 175 \mu\text{m}$. Chaque maille contient initialement 8 macroparticules. Les simulations sont poursuivies sur $N_t = 20000$ itérations, soit une durée de simulation $N_t \Delta t = 4400 \omega_0^{-1} = 2.34 \text{ ps}$, correspondant à une distance de propagation laser totale $4400 c\omega_0^{-1} = 700 \mu\text{m}$.

Nous comparons alors deux valeurs de magnétisation : $b = 0.5$ [Fig. 4.8(a) et courbe bleue en figure 4.8(c)] ou 1.5 [Fig. 4.8(b) et courbe rouge en figure 4.8(c)], soit $\nu_{ce} = 5$ ou 15 THz .

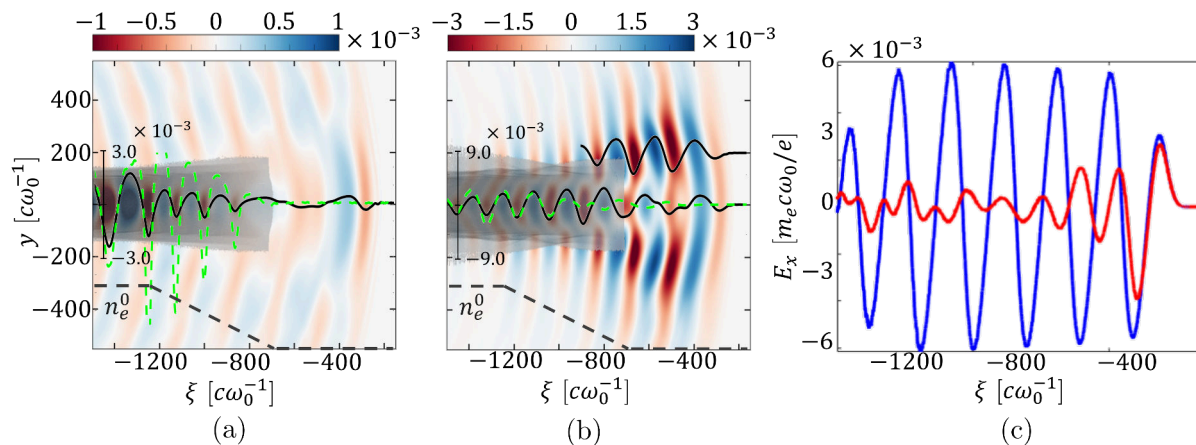


FIGURE 4.8 – Simulations PIC 2D du CWR induit par une impulsion laser modérément relativiste ($a_0 = 0.8$) dans un plasma d'hélium ($n_e^0 = 1.11 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit $\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$) magnétisé selon y , à la fréquence cyclotron (a) $\nu_{ce} = 5 \text{ THz}$ ($b = 0.5$) ou (b) $\nu_{ce} = 15 \text{ THz}$ ($b = 1.5$). (a,b) Cartes 2D du champ THz rayonné dans le vide après le passage de l'impulsion laser située en $\xi = -300 \mu\text{m}$. L'échelle de couleur est proportionnelle à la valeur de b . Le profil de densité électronique est donné en nuance de gris, tandis que le profil de densité du jet de gaz est représenté par la courbe pointillée noire, permettant de repérer la position du gradient de sortie de longueur $L = 95 \mu\text{m} = 3\lambda_{pe}$. Les courbes pleines noires correspondent au profil du champ THz en $y = 0$ ou $200 c\omega_0^{-1}$, et les courbes pointillées vertes à l'estimation de l'équation (4.22) à partir du champ E_x mesuré dans la simulation PIC. (c) Profil du champ longitudinal de l'onde de sillage sur l'axe $y = 0$, généré dans le plateau de densité du plasma, correspondant à la figure (a) (courbe bleue) ou (b) (courbe rouge). Les champs électriques sont donnés en $m_e c \omega_0 / e = 3.21 \times 10^3 \text{ GV.m}^{-1}$; $c\omega_0^{-1} \approx 0.16 \mu\text{m}$. Extrait de [208].

Il est intéressant de noter que dans les deux cas, l'estimation du champ produit par le CWR donnée par l'équation (4.22) concorde avec les champs PIC observés dans le plateau de densité, c'est-à-dire pour $\xi \leq -1200 c\omega_0^{-1}$ [comparer les courbes noires et vertes pointillées en figure 4.8(a,b)], et ce malgré la forte magnétisation imposée en figure 4.8(b) ($b = 1.5$) et l'application de cette relation dérivée sous approximation 1D à des grandeurs issues de simulations 2D.

Pour $b = 0.5$, le champ THz E_z atteint environ 3×10^{-3} , soit la moitié de l'amplitude du sillage E_x visible en figure 4.8(c) (courbe bleue). La figure 4.8(a) montre qu'il est significativement atténué au passage du gradient (coefficient d'amortissement en amplitude $\Gamma \simeq 0.2$, voir la section 2.4.4). Ce comportement est drastiquement modifié lorsque $b = 1.5$ [Fig. 4.8(b)]. La composante transverse devient dominante par rapport à la composante longitudinale dans le plasma ($|E_z/E_x| \simeq 1.7$), et n'est plus atténuée par le passage du gradient. Une impulsion de l'ordre de 10 GV.m^{-1} est rayonnée dans le vide. Des émissions hors-axe ($y \approx \pm 200 c\omega_0^{-1}$) apparaissent, qui

pourraient être dues aux trois effets croisés de la diffraction du fait de la largeur finie du canal plasma (proche de la longueur d'onde THz), de l'émission hors-axe favorisée par l'augmentation de b (voir section 4.2.1) et de la propagation autorisée des rayonnements dans les gradients transverses.

Enfin, la dynamique de l'onde de sillage est directement altérée par l'amplitude du champ magnétique. Pour $b = 0.5$ l'onde de sillage présente une dynamique harmonique avec une amplitude constante à travers tout le canal plasma [courbe bleue, Fig. 4.8(c)]. À l'inverse, en régime de forte magnétisation ($b = 1.5$), le champ E_x est rapidement amorti au-delà des premières oscillations. Cet effet laisse supposer l'existence d'une limite à la valeur de magnétisation à appliquer pour produire un fort CWR, au-delà de laquelle l'altération de l'onde de sillage par le champ magnétique est trop importante pour être compensée par l'augmentation du CWR, formellement proportionnelle au facteur b de l'équation (4.22). Cette limite est étudiée plus en détail dans la section suivante.

4.2.4 Régime ultra-relativiste

Nous nous intéressons à présent au régime ultra-relativiste en fixant l'amplitude normalisée du champ laser à $a_0 = 4$. L'onde plasma devient fortement non-linéaire et prend une forme en dents de scie. Le terme $\partial_\xi E_x$ de l'équation (4.22) atteint alors des valeurs localement élevées.

Les figures 4.9(a,b,d,e) montrent le profil du champ transverse dans le domaine THz produit par l'interaction avec un plasma d'hélium à la densité $n_e^0 = 7.94 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, soit à la fréquence plasma $\nu_{pe} = 8 \text{ THz}$. Le champ laser est suffisamment intense et respecte la condition de résonance [Eq. (2.213)] pour générer une cavité pratiquement vide d'électrons à l'arrière de l'impulsion (régime de « blow-out », voir la section 2.3.6). Le jet de gaz est ici constitué d'un gradient d'entrée de $50 \mu\text{m}$ de long, suivi d'un plateau de densité de $400 \mu\text{m}$ et d'un gradient de sortie de longueur $L = 200 \mu\text{m} = 5.34\lambda_{pe}$. Les pas spatiaux et temporel valent respectivement $\Delta x = 0.24 c\omega_0^{-1} = 38.2 \text{ nm} \approx \lambda_0/26$, $\Delta y = 2.4 c\omega_0^{-1} = 382 \text{ nm} \approx w_0/26$ et $\Delta t = 0.22 \omega_0^{-1} = 117 \text{ as}$. La boîte de simulations est constituée de $(N_x = 6250) \times (N_y = 2754) \approx 17.2 \times 10^6$ mailles (contenant chacune initialement 8 macroparticules), soit un domaine de simulation de dimensions $L_x = N_x \Delta x = 1500 c\omega_0^{-1} = 239 \mu\text{m}$, $L_y = N_y \Delta y = 6610 c\omega_0^{-1} = 1.05 \text{ mm}$. Nous faisons ici usage de la technique de la fenêtre glissante, signifiant que le domaine de simulation suit l'impulsion laser à la vitesse de la lumière. Les dimensions choisies pour la boîte de simulation assurent que le champ THz produit par l'onde de sillage et émis latéralement reste dans le domaine tout au long de la simulation, permettant de calculer le rendement énergétique sans pertes aux bords transverses du domaine. Les simulations sont poursuivies sur $N_t = 25000$ itérations, soit une durée de simulation $N_t \Delta t = 5500 \omega_0^{-1} = 2.92 \text{ ps}$, correspondant à une distance de propagation laser totale $5500 c\omega_0^{-1} = 875 \mu\text{m}$.

Le champ magnétique extérieur, appliqué selon l'axe y , permet la génération dans le plasma de champs THz d'amplitude record, soit

$$E_z \simeq 0.12 m_e c \omega_0 / e = 380 \text{ GV.m}^{-1} \quad (4.58)$$

en figure 4.9(a), où la fréquence cyclotron électronique vaut $\nu_{ce} = 8 \text{ THz}$, et

$$E_z \simeq 0.17 m_e c \omega_0 / e = 540 \text{ GV.m}^{-1} \quad (4.59)$$

en figure 4.9(c) pour la fréquence cyclotron double $\nu_{ce} = 16 \text{ THz}$.

Le profil de ces champs THz dans le plateau de densité est de nouveau correctement reproduit par l'estimation de l'équation (4.22). L'effet du champ magnétique sur l'onde de sillage est visible en figure 4.9(d), où la longueur de la bulle est plus courte qu'en figure 4.9(a), indiquant l'effet néfaste d'un fort champ magnétique sur l'onde de sillage.

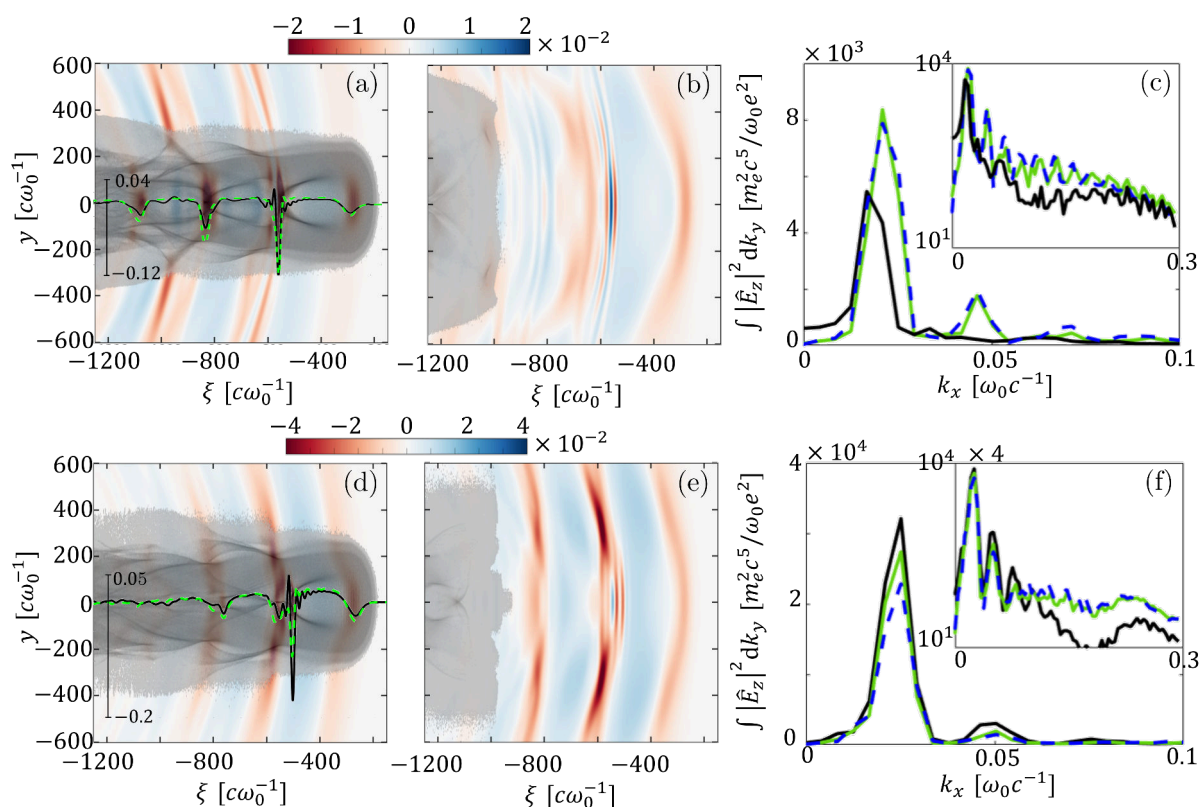


FIGURE 4.9 – Champ THz (a,d) après 400 μm de propagation dans le plasma et (b,e) après avoir franchi un gradient de sortie de 200 μm de long, produit par une impulsion laser ultra-relativiste ($a_0 = 4$) dans un plasma d'hélium à la densité $n_e^0 = 7.94 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($\nu_{pe} = 8 \text{ THz}$). L'échelle de couleur est proportionnelle à la valeur de b . Les courbes vertes et grises en (a,d) représentent respectivement le champ THz PIC et celui estimé avec l'équation (4.22). La densité électronique n_e est représentée en nuances de gris. (c,f) Spectres en énergie intégrés selon le vecteur d'onde transverse k_y , en fonction de la composante longitudinale du vecteur d'onde k_x , correspondant aux figures (a,d) (courbes pointillées bleues), aux figures (b,e) (courbes noires) ou dans le vide après avoir franchi une interface plasma-vide abrupte (courbes vertes). Les inserts montrent les mêmes spectres mais en échelle logarithmique selon y . Un champ magnétique est appliqué selon l'axe y et sa fréquence cyclotron électronique associée vaut (a,b,c) $\nu_{ce} = 8 \text{ THz}$ ($b = 1$) ou (d,e,f) $\nu_{ce} = 16 \text{ THz}$ ($b = 2$). Extrait de [208].

Après le franchissement du gradient de sortie, l'impulsion THz est monocyclique (en $\xi \simeq -550 c\omega_0^{-1}$, $y = 0$) dans le cas $b = 1$ [Fig. 4.9(b)], avec une amplitude locale mesurée de l'ordre de

$$E_z \simeq 0.02 m_e c \omega_0 / e \simeq 60 \text{ GV.m}^{-1}. \quad (4.60)$$

Pour $b = 2$ [Fig. 4.9(e)], nous constatons la présence de fortes émissions hors-axe [leur source est déjà visible en figure 4.9(d) dans le plasma, hors de l'axe de propagation ($\xi \approx -600 c\omega_0^{-1}$, $y \approx \pm 200 c\omega_0^{-1}$), au niveau des gradients de densité transverse]. Ces émissions forment un arc s'étendant transversalement dans tout le domaine $-600 c\omega_0^{-1} \leq y \leq 600 c\omega_0^{-1}$, d'une amplitude locale près de trois fois plus élevée que pour le cas précédent, soit

$$E_z \simeq 0.05 m_e c \omega_0 / e \simeq 160 \text{ GV.m}^{-1}. \quad (4.61)$$

Les figures 4.9(c,f) apportent une information sur le contenu spectral des champs rayonnés. Elles sont obtenues en calculant l'énergie électromagnétique par unité de vecteur d'onde longitudinal :

$$\frac{d\hat{u}}{dk_x}(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\hat{E}_z(k_x, k_y)|^2 dk_y. \quad (4.62)$$

Pour $b = 1$, la contribution principale au spectre en énergie correspond à l'harmonique fondamentale de la fréquence plasma de l'impulsion THz, et subit une décroissance de près de 35% au passage du gradient [comparer les courbes bleue et noire en figure 4.9(c)]. Cet amortissement disparaît dans un cas équivalent sans gradient de sortie (courbe verte), ce qui confirme le rôle du gradient de sortie longitudinal dans l'amortissement du champ THz. Lorsque $b = 2$ [Fig. 4.9(f)], la contribution principale au spectre en énergie reste la fréquence ν_{pe} , qui cette fois-ci n'est pas amortie mais est même amplifiée par le gradient de sortie.

Ainsi, un effet d'amortissement du gradient de sortie est mis en évidence dans le cas $b = 1$ qui n'intervient plus dans le cas $b = 2$. La condition de transmission efficace, auparavant déterminée à $b \geq 1$ [Fig. 2.25] dans le régime d'interaction non-relativiste, paraît être plus exigeante dans le régime ultra-relativiste.

Cet effet peut être expliqué par le facteur de Lorentz $\gamma > 1$ des électrons oscillant dans l'onde de sillage pour le régime $a_0 > 1$. Les fréquences plasma et cyclotron électronique relativistes [Eq. (2.214) et (2.249), respectivement] conduisent naturellement à un paramètre de magnétisation relativiste

$$\tilde{b} = \frac{b}{\sqrt{\gamma}}, \quad (4.63)$$

et donc au critère de transmission efficace pour la composante majoritaire de l'impulsion THz à la fréquence plasma :

$$\tilde{b} \geq 1 \quad (4.64)$$

soit

$$b \geq \sqrt{\gamma}. \quad (4.65)$$

Le facteur de Lorentz γ moyen des électrons est estimé dans l'onde de sillage. Les équations (4.15) et (4.19) impliquent que

$$\mathcal{E}_z = b \frac{\beta_x}{1 - \beta_x} \simeq 2b\gamma^2 \quad (4.66)$$

dans le régime ultra-relativiste $\gamma \gg 1$. En outre, les équations (2.234) et (2.235) permettent d'estimer l'amplitude crête à crête du champ longitudinal du sillage comme

$$\mathcal{E}_x = \alpha \sqrt{a_0} m_e c \omega_{pe} / e \quad (4.67)$$

où $\alpha \approx 1$ est une constante de proportionnalité empirique. En injectant ces évaluations dans l'équation (4.23), il vient :

$$\gamma \simeq \sqrt{1 + \alpha^4 \frac{a_0^2}{8}} \simeq \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{4}} \quad (4.68)$$

où $\alpha \simeq 2^{1/4}$ est estimé à partir des simulations PIC. Cette estimation conduit à $\gamma \simeq 2.2$ pour $a_0 = 4$, soit $\tilde{b} \simeq b/1.5$. Les configurations $b = 1$ et $b = 2$ sont donc associées aux valeurs $\tilde{b} = 0.67$ (amortissement maximal d'après la figure 2.25 issue d'un modèle d'ondes planes décrit en section 2.4.4) et $\tilde{b} = 1.34$ (supérieur à l'unité, donc sans amortissement), respectivement. Nous retrouvons ainsi qualitativement le comportement du champ THz au passage du gradient de sortie pour ces deux valeurs de champ magnétique.

4.2.5 Rendement laser-THz en régime ultra-relativiste

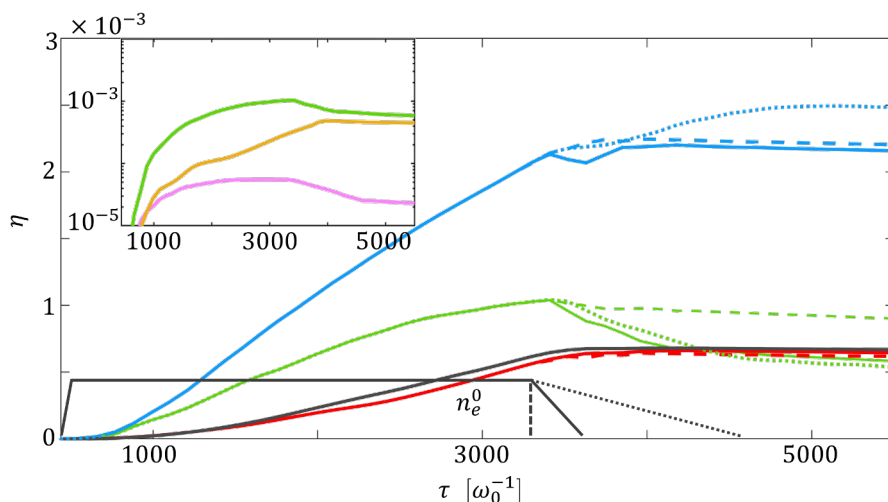


FIGURE 4.10 – Efficacité de conversion laser-THz calculée au cours de la propagation de l’impulsion laser dans la boîte de simulation, pour différentes valeurs de ν_{pe} , ν_{ce} , L et a_0 . Courbes vertes, jaune et rose : $\nu_{pe} = \nu_{ce} = 8$ THz. Courbes rouges : $\nu_{pe} = 4$ THz, $\nu_{ce} = 8$ THz. Courbes bleues : $\nu_{pe} = 8$ THz, $\nu_{ce} = 16$ THz. Courbe grise : $\nu_{pe} = 4$ THz, $\nu_{ce} = 16$ THz. L’amplitude laser normalisée vaut $a_0 = 4$, exceptée pour la courbe rose ($a_0 = 0.4$) et la courbe jaune ($a_0 = 16$) de l’insert. Les courbes pleines, pointillées et tiretées correspondent respectivement à $L = 50 \mu\text{m}$, $L = 200 \mu\text{m}$ et $L = 0 \mu\text{m}$. La densité électronique moyenne du plasma n_e^0 est représentée par un trapèzoïde incluant les trois longueurs de gradient de sortie L considérées. Extrait de [208].

Nous nous intéressons à présent à l’efficacité de conversion du CWR en géométrie 2D :

$$\eta = \frac{\int_{|\vec{k}| \leq k_{co}} |\widehat{\vec{E}}|^2 dk_x dk_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\widehat{\vec{E}}_L|^2 dk_x dk_y}, \quad (4.69)$$

au cours de la propagation de l’onde laser dans le plasma [Fig. 4.10].

L’insert en figure 4.10 montre, pour $\nu_{pe} = \nu_{ce} = 8$ THz et $L = 50 \mu\text{m}$, la dépendance de l’efficacité de conversion à l’amplitude du champ laser. Une augmentation de η de deux ordres de grandeur est obtenue en passant de $a_0 = 0.4$ (courbe rose) à $a_0 = 4$ (courbe verte), ce qui implique une augmentation de l’énergie THz générée d’un facteur 10^4 . Ce chiffre souligne l’intérêt primordial du régime ultra-relativiste dans lequel l’efficacité de conversion augmente de façon non-linéaire [Eq. (4.23)]. En revanche, le gain n’est pas amélioré par l’emploi d’un champ laser vérifiant $a_0 = 16$. Ceci s’explique par l’écart entre les paramètres géométriques de l’impulsion (durée, largeur transverse) et la condition de résonance [Eq. (2.213)] pour cette valeur de a_0 . Ainsi, l’amplitude du champ E_x pour $a_0 = 16$ [courbe pointillée jaune de la figure 4.11(f)] est de l’ordre de $\mathcal{E}_x \simeq 8 \times 10^{-2} m_e c \omega_0 / e$, soit un peu plus du double de sa valeur à $a_0 = 4$ [Fig. 4.11(c)], pour une amplitude laser multipliée par quatre. L’amplitude du champ THz reste malgré tout le double de celle du champ E_x , en accord avec l’équation (4.23). Quant à l’énergie THz, celle-ci n’est pas affectée par le gradient du fait de l’augmentation de la longueur d’onde plasma conduisant à un raccourcissement de la longueur effective du gradient de sortie

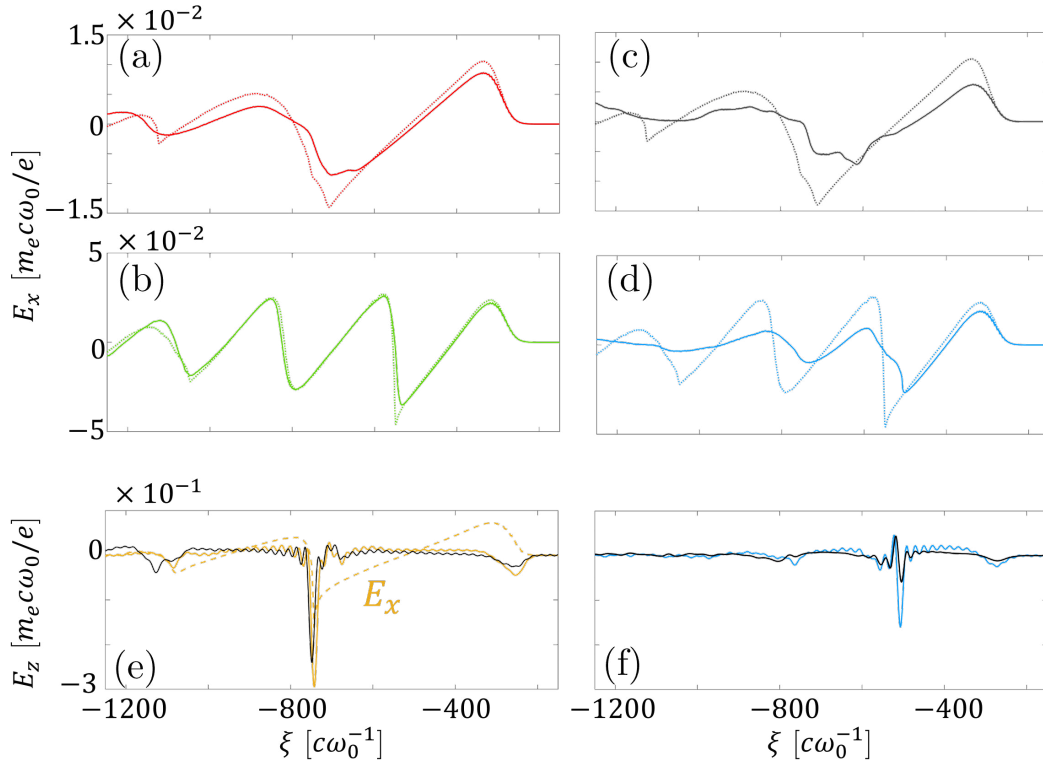


FIGURE 4.11 – (a,b,c,d) Profils du champ longitudinal E_x sur l'axe $y = 0$ dans le canal plasma magnétisé (courbes pleines) ou non-magnétisé (courbes pointillées). Le code couleur des courbes est identique à celui de la figure 4.10. (e,f) Profils équivalents pour le champ E_z (filtré à $\nu \leq \nu_{co} = 90$ THz) dans le canal plasma (courbes colorées) et dans le vide en aval du gradient de sortie (courbes noires). La courbe pointillée en figure (e) correspond au champ longitudinal E_x . Extrait de [208].

$L/\sqrt{\gamma}\lambda_{pe} \ll 1$, qui devient ainsi inférieure à l'épaisseur de peau [Fig. 2.25].

Le cas affichant le rendement le plus élevé est caractérisé par $\nu_{ce} = 16$ THz et $\nu_{pe} = 8$ THz [soit $b = 2$, ou encore $\tilde{b} \simeq 1.3$; courbes bleues en figure 4.10], dont la forte magnétisation permet de maximiser la génération de rayonnement THz dans le plasma, et sa transmission complète dans le vide. Lorsque $L = 200 \mu\text{m} = 5.34\lambda_{pe}$ (courbe pointillée), l'excitation d'une onde de sillage magnétisée se poursuit même dans le gradient de sortie, produisant un effet inverse à l'effet recensé dans la littérature et augmentant le rendement laser-THz global. Le taux de conversion en énergie final atteint est $\eta \simeq 2.2 \times 10^{-3}$ pour $L \leq 50 \mu\text{m}$ et 2.5×10^{-3} pour $L = 200 \mu\text{m}$. Les champs E_x et E_z basse-fréquence constituant le sillage magnétisé sont tracés en figure 4.11(e) et 4.11(g) après $400 \mu\text{m}$ de propagation dans le plasma. Le champ E_x est rapidement dégradé en comparaison de l'équivalent non-magnétisé [courbe pointillée en figure 4.11(e)], et le champ THz transverse correspondant est essentiellement monocyclique [Fig. 4.11(g)]. Le rapport des amplitudes $\mathcal{E}_z/\mathcal{E}_x \approx 4.4$ est cohérent avec l'ordre de grandeur de la prédiction de l'équation (4.23), soit $\mathcal{E}_z/\mathcal{E}_x \approx 3$ pour $b = 2$ et $\mathcal{E}_x = 0.85$. Ce résultat apporte la preuve de la possibilité d'émettre des impulsions THz dont l'amplitude dépasse celle du champ longitudinal de l'onde de sillage.

Considérant à présent le cas d'une fréquence plasma identique ($\nu_{pe} = 8$ THz) mais d'une

fréquence cyclotron électronique diminuée de moitié ($\nu_{ce} = 8$ THz, soit $b = 1$), correspondant aux courbes vertes de la figure 4.11, nous constatons une diminution de l'énergie THz générée dans le plasma de 55%, et de l'énergie transmise dans le vide de 45%, si bien que le coefficient de conversion laser-THz diminue d'un facteur quatre pour s'établir à $\eta \simeq 6 \times 10^{-4}$. Ici, le paramètre de magnétisation relativiste vaut $\tilde{b} \simeq 0.67 < 1$, expliquant l'absorption par le gradient (celle-ci disparaît lorsque $L = 0$ μm). L'onde de sillage est pratiquement non amortie par l'introduction du champ magnétique [comparer la courbe pleine à la courbe pointillée en figure 4.11(b)], contrairement à l'onde de sillage du cas précédent [cf courbes bleues de la figure 4.11(d)], sans toutefois compenser la diminution du paramètre de magnétisation.

Les courbes rouges se rapportent à une magnétisation identique aux courbes bleues ($b = 2$) mais résultant de fréquences plasma et cyclotron réduites de moitié : $\nu_{pe} = 4$ THz et $\nu_{ce} = 8$ THz. Par rapport au cas précédent, l'amplitude du sillage est amoindrie d'un facteur 2 – 3 du fait de la diminution de la densité plasma [comparer les figures 4.11(a) et (b)], ce qui n'est que partiellement compensé par l'augmentation du paramètre de magnétisation : la production d'énergie THz est plus faible dans le plasma. En revanche, l'effet d'atténuation du gradient disparaît ($\tilde{b} \simeq 1.3$), si bien que l'énergie finale rayonnée dans le vide est identique au cas précédent [courbes vertes et rouge de la figure 4.10].

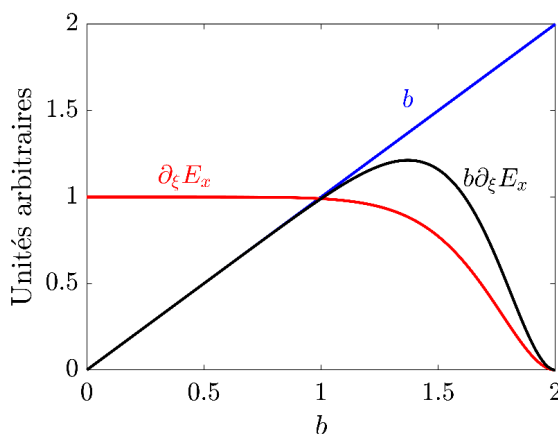


FIGURE 4.12 – Évolution qualitative des deux facteurs du membre de droite de l'équation (4.22), dont le produit (la courbe noire) correspond au champ THz selon la théorie de Hu *et al* [178]. Les valeurs de b et la forme précise de la courbe rouge sont arbitraires. Cette dernière doit être constante jusqu'à une certaine valeur de b ($b \approx 1$ selon J. Vieira *et al.* [182, 183]), puis décroître à partir de ce point où le champ magnétique, trop élevé, inhibe la formation efficace de l'onde plasma.

Finalement, les courbes grises des figures 4.10 et 4.11 se rapportent au cas le plus fortement magnétisé : le champ magnétique est encore doublé par rapport au cas précédent, si bien que $\nu_{ce} = 16$ THz, $\nu_{pe} = 4$ THz et $b = 4$. Alors que le doublement du paramètre de magnétisation doit mécaniquement doubler l'amplitude du champ THz, ici l'énergie produite reste identique à celle du cas précédent où $b = 2$ (courbe rouge). Nous expliquons ceci par la dégradation de la forme de l'onde de sillage [comparer les courbes pleines rouge et grise en figures 4.11(a) et 4.11(c)], dû à la magnétisation très importante $b = 4$ de ce dernier cas. Cet effet est illustré en figure 4.12, comparant l'évolution qualitative des deux facteurs b (courbe bleue) et $\partial_\xi E_x$ (courbe rouge) dont le produit s'identifie au champ THz (courbe noire), en fonction de la magnétisation b . L'amplitude passe par un maximum au-delà duquel l'augmentation de la magnétisation n'est

plus compensée par l'effet d'amortissement du sillage.

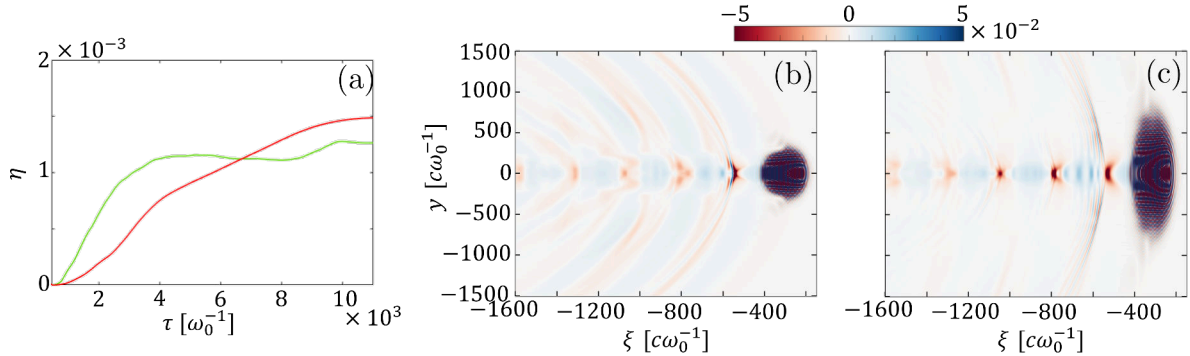


FIGURE 4.13 – (a) Efficacité de conversion pour des plasmas semi-infinis à la fréquence plasma $\nu_{pe} = 8$ THz (courbe verte) ou $\nu_{pe} = 4$ THz (courbe rouge). La fréquence cyclotron du champ magnétique extérieur est fixée à $\nu_{ce} = 8$ THz. (b,c) Cartes 2D du champ transverse E_z (non filtrées) montrant le champ laser en $\xi = -300 c\omega_0^{-1}$ ainsi que la composante transverse (électromagnétique) du sillage, après (b) 0.7 mm et (c) 1.7 mm de propagation à travers le plasma semi-infini pour $\nu_{ce} = \nu_{pe} = 8$ THz. Les frontières transverses du domaine (où sont appliquées des conditions réfléchissantes sur les champs) sont situées en $y = \pm 3000 c\omega_0^{-1}$. Extrait de [208].

En outre, des simulations PIC des deux dernières configurations, poursuivies sur des distances d'interaction plus élevées dans des plasmas semi-infinis [Fig. 4.13], montrent que le cas $\nu_{pe} = 8$ THz, $\nu_{ce} = 4$ THz est capable d'atteindre, voire de dépasser l'efficacité de conversion du cas $\nu_{pe} = \nu_{ce} = 8$ THz, avec $\eta \simeq 1.5 \times 10^{-3}$ après 1.7 mm de propagation. Ces simulations utilisent une « fenêtre glissante », c'est-à-dire un domaine de simulation se déplaçant avec l'impulsion laser, à la vitesse de la lumière. Les conditions aux limites transverses sont réfléchissantes, ce qui signifie que le rayonnement THz émis avec un angle non-nul reste piégé dans le domaine de simulation, permettant d'éviter les pertes aux frontières transverses. Les conditions aux limites en face avant et arrière sont en revanche absorbantes, ce qui signifie qu'une partie de ce rayonnement est susceptible de disparaître, « rattrapé » par la frontière arrière du domaine de simulation. Malgré tout, la majeure partie de l'énergie THz reste concentrée au niveau de l'impulsion laser [visible autour de $\xi = -300 c\omega_0^{-1}$ en figures 4.13(b,c)] et dans l'onde de sillage immédiatement derrière l'impulsion.

Les figures 4.13(b) et 4.13(c) rendent compte des effets affectant le faisceau laser et l'onde de sillage sur des distances de propagation dépassant le millimètre. Le faisceau laser a diffracté, si bien que l'amplitude normalisée du champ a_0 diminue. Ceci implique que l'onde de sillage devient progressivement moins non-linéaire, perdurant sur un nombre de cycles plus élevé avant d'être amortie.

Enfin, il convient de rappeler que le champ THz généré dans le cas le plus efficace sur de longues distances de propagation (courbe rouge) sera de surcroît non affecté par un éventuel gradient de sortie du fait de la valeur du paramètre de magnétisation ($b = 2$), renforçant d'autant son avantage sur le cas $b = 1$ (courbe verte).

4.2.6 Effet des gradients de densité transverses

Nous étudions ici l'effet des gradients transverses du canal plasma sur les champs THz générés lors d'une interaction laser-plasma relativiste ($a_0 = 4$). Pour cela, des simulations PIC vérifiant $b = 1$ ($\nu_{pe} = \nu_{ce} = 8$ THz) ou $b = 2$ ($\nu_{pe} = 4$ THz, $\nu_{ce} = 8$ THz) avec des paramètres plasma

variables sont mises à profit. En figures 4.14(a,d), l'hélium est initialement neutre et subit un phénomène d'ionisation au passage de l'onde laser (ces cas correspondent aux simulations de base décrites précédemment). Au contraire, en (b,e), le gaz est intégralement pré-ionisé et est confiné à un canal d'une largeur de $64\ \mu\text{m}$, correspondant approximativement à la largeur du canal plasma après ionisation du gaz du cas précédent. Les frontières transverses du canal plasma sont raides ($L_{\perp} = 0\ \mu\text{m}$). Enfin, les paramètres laser-plasma des figures 4.14(c,f) sont identiques à ceux de (b,e) mais des rampes de densité transverses sont ajoutées, d'une largeur $L_{\perp} = 80\ \mu\text{m}$. Les efficacités de conversion η calculées au fur et à mesure de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma, puis dans le vide, sont rapportées en figure 4.14(g).

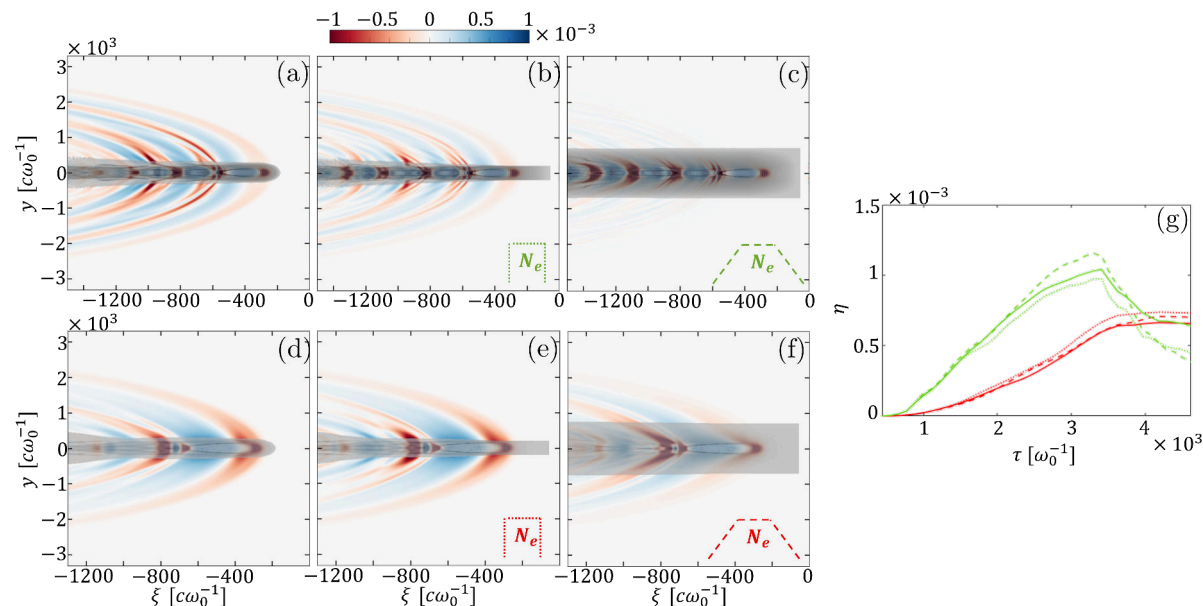


FIGURE 4.14 – (a-f) Cartes de champ THz 2D produit par une impulsion laser gaussienne ($a_0 = 4$) dans (a,d) une cible de gaz (hélium) initialement neutre, ou dans (b,c,e,f) un plasma pré-ionisé avec (b,e) des gradient transverses raides ou (c,f) des gradients transverses de largeur $L_{\perp} = 80\ \mu\text{m}$. (a,b,c) $\nu_{pe} = \nu_{ce} = 8\ \text{THz}$, (d,e,f) $\nu_{pe} = 4\ \text{THz}$, $\nu_{ce} = 8\ \text{THz}$. Le canal plasma a une largeur transverse de $64\ \mu\text{m}$ en (b,c), proche de la valeur atteinte dans les cas où le gaz est initialement neutre. (g) Efficacité de conversion laser-THz η dans les cas (a,b,c) (courbes vertes) et (d,e,f) (courbes rouges). Les courbes pleines, pointillées et tiretées se rapportent respectivement aux cas (a,d), (b,e) et (c,f). Extrait de [208].

Les structures de champ THz sont identiques au premier ordre pour chaque valeur de magnétisation $b = 1$ ou 2 . Néanmoins, le champ THz émis latéralement est bien plus faible dans le cas $b = 1$ ($\tilde{b} = 0.67$), $L_{\perp} = 80\ \mu\text{m} = 1.82\lambda_{pe}$ [Fig. 4.14(c)]. Ce résultat confirme que les gradients transverses agissent de façon similaire aux gradients longitudinaux et empêchent le champ de rayonner efficacement dans le vide lorsque $\tilde{b} < 1$. Cet effet disparaît lorsque $\tilde{b} \geq 1$ [Fig. 4.14(f)]. Le champ THz est ainsi confiné dans le plasma en présence de rampes de densité transverses pour $\tilde{b} \leq 1$. Ceci affecte directement l'énergie THz générée, tracée en figure 4.14(g) pour chacun des six cas considérés. L'énergie THz générée est plus faible dans le cas $\nu_{pe} = 4\ \text{THz}$ ($b = 2$, courbes rouges) du fait de l'allongement de la longueur d'onde plasma, éloignant cette configuration de la condition de résonance [Eq. (2.213)] et amenuisant l'efficacité d'excitation de l'onde de sillage. En revanche, la modification des paramètres géométriques du gaz (pré-ionisé ou non, avec ou sans rampes transverses) est sans conséquence importante sur le profil de génération d'énergie au cours de la propagation dans le plasma puis dans la rampe de densité en sortie

[constater la similitude des courbes rouges en figure 4.14(g)].

Pour le cas $b = 1$, le profil transverse a en revanche une influence marquée sur l'énergie THz au cours de la propagation. Ainsi, le cas de base [figure 4.14(a) et courbe verte pleine de la figure 4.14(g)] montre un amortissement de l'énergie au passage du gradient de sortie de l'ordre de 40%, passant de 1.04×10^{-3} à 6.40×10^{-4} . Pour le cas préionisé avec gradients transverses [figure 4.14(c) et tirets verts en figure 4.14(g)], l'amortissement est de l'ordre de 70%, passant de 1.15×10^{-3} à 3.84×10^{-4} . Dans le premier cas, une partie du champ généré est rayonnée dans le vide avant d'atteindre le gradient de sortie, tandis que dans le second la quasi-totalité de l'énergie THz est associée à un champ confiné dans le plasma et amorti au passage de la rampe de densité.

4.3 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'interaction entre une impulsion laser de forte intensité (modérément et ultra-relativiste) et un plasma sous-dense, avec une attention particulière sur le régime de forte magnétisation ($\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$). Une première étude, reposant sur un modèle quasi-statique avec un champ magnétique extérieur d'orientation arbitraire, et sur des simulations PIC 1D, a permis de mettre en évidence deux sources distinctes de rayonnements THz connues, mais qui n'avaient jamais été étudiées simultanément jusqu'à maintenant : la photo-ionisation (indépendante de l'orientation du champ magnétique) et le CWR lorsque le champ magnétique est orienté transversalement à la direction de propagation de l'impulsion laser. Les photocourants ne sont globalement pas affectés par l'ajout d'un champ magnétique et saturent lorsque l'intensité laser dépasse le seuil d'ionisation totale du gaz. En revanche, l'efficacité du CWR est amplifiée d'environ deux ordres de grandeur en passant d'un régime non-relativiste ($a_0 = 0.4$) à un régime relativiste ($a_0 = 4$).

Nous avons ensuite mené une seconde étude, reposant cette fois sur des simulations PIC 2D, pour lesquelles des taux de conversion en énergie laser-THz de l'ordre de quelques 10^{-3} ont été mis en évidence. L'intérêt de l'utilisation de champs magnétiques vérifiant $\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$ a été numériquement démontrée : ils permettent au champ THz généré dans le plasma d'être efficacement transmis dans le vide, en plus d'augmenter l'amplitude des champs THz générés dans le plasma. Nous avons prouvé que le critère de transmission en régime relativiste doit s'exprimer comme $\tilde{b} \geq 1$, soit $b \geq (1 + a_0^2/4)^{1/4}$, en régime de blow-out. Enfin, nous avons montré qu'en régime $b \geq 1$, l'onde de sillage est perturbée et amortie par le champ magnétique. Cet effet impose la recherche d'un compromis dans le processus conduisant à un champ THz de forte amplitude [Eq. (4.22)], entre l'augmentation du paramètre de magnétisation b et l'atténuation nulle ou modérée de l'onde de sillage du fait du champ magnétique. Une magnétisation trop élevée et/ou des paramètres laser-plasma non résonants peuvent conduire à une diminution de l'efficacité de conversion du rayonnement de sillage Cherenkov.

Dans le chapitre 5, nous examinons la configuration de champ magnétique orienté parallèlement à l'axe de propagation laser. Il est notamment mis en évidence un phénomène partageant des similitudes avec le rayonnement de sillage étudié dans le présent chapitre, permettant d'atteindre des efficacités de conversion du même ordre de grandeur.

Chapitre 5

Plasmas magnétisés longitudinalement

Sommaire

5.1	Champ magnétique axial et photocourants en géométrie 1D	150
5.1.1	Influence de l'intensité laser dans des simulations PIC 1D magnétisées	150
5.1.2	Modèles de photocourants en régime magnétisé pour une polarisation laser arbitraire	152
5.1.3	Résumé : champ magnétique axial et photocourants	157
5.2	Rayonnement de sillage pour une magnétisation axiale en géométrie 3D . . .	158
5.2.1	Modèle quasi-statique 3D	160
5.2.2	Simulations PIC quasi-3D avec le code CALDER-Circ	168
5.2.3	Efficacité de conversion laser-THz	172
5.3	Conclusion	176

Nous étudions dans ce chapitre la physique des processus d'interaction laser-gaz et de la génération de rayonnements THz lorsqu'un champ magnétique est imposé parallèlement à l'axe de propagation laser. Dans ce régime, les photocourants sont susceptibles d'être affectés et voient leur spectre modifié par l'ajout du champ magnétique, en particulier pour le rayonnement rétro-diffusé. La polarisation du champ THz émis change et devient elliptique, voire circulaire. La polarisation de l'onde laser a une influence en régime magnétisé, dans la continuité du chapitre 3 où nous avons détaillé l'effet avantageux d'une polarisation laser circulaire sur les photocourants en l'absence de champ magnétique extérieur.

Dans un premier temps, l'étude 1D réalisée au chapitre 4 est poursuivie pour une orientation de champ magnétique axial. Pour cette configuration, seuls les photocourants sont susceptibles de produire des champs THz, en accord avec le modèle dérivé en section 4.1.1. Nous montrons que l'efficacité de conversion laser-THz s'effondre en régime relativiste pour le gaz considéré (l'hélium), en régime magnétisé ou non-magnétisé. Ces deux régimes produisent par ailleurs des champs et spectres THz transmis très similaires, menant à des taux de conversion équivalents. Ce travail est complété par une étude de l'influence de la polarisation laser sur les photocourants en régime magnétisé, toujours à partir de simulations PIC 1D. Un modèle non-propagatif est dérivé, dans la continuité de l'approche adoptée par A. Debayle et al. [209], en incluant un champ magnétique extérieur selon l'axe longitudinal. Ce modèle permet de prédire les caractéristiques des spectres rétrodiffusés (c'est-à-dire émis à l'interface plasma-vide en entrée de la cible plasma, dans la direction opposée à la direction de propagation de l'onde laser), qui présentent un enrichissement par les modes propres d'un plasma magnétisé axialement décrits en section 2.4.2. Nous comparons en outre les prévisions de ce modèle avec des résultats de simulation PIC et ceux de W. M. Wang et al. [126] introduits en section 2.4.3. En prenant en compte l'effet des photocourants, nous affinons et étendons à toutes les valeurs de ω_{ce} la loi

d'échelle empirique en $|E_{\text{THz}}| \propto \omega_{pe}^2/\omega_{ce}$ établie par ces auteurs sur l'amplitude du champ THz rétrodiffusé dans la limite $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$.

Finalement, nous nous intéressons au rayonnement de sillage magnétisé dans cette configuration de champ magnétique. A partir d'un modèle analytique 3D, quasi-statique et axisymétrique valable en régime de forte amplitude laser, ainsi que d'un développement perturbatif de ce modèle, nous mettons en évidence des composantes transverses du sillage magnétisé, dont les résultats présentés en section 2.4.3 constituent un cas particulier lorsque le champ laser est de faible intensité ($a_0 \ll 1$) et possède une largeur transverse très grande devant sa dimension longitudinale ($w_0 \gg c\tau_0$). Dans le cas général, nous montrons qu'un champ THz possédant une polarisation essentiellement azimutale est produit selon un mécanisme similaire à celui du CWR étudié au chapitre 4 : ici, le champ THz est proportionnel aux gradients transverses du champ longitudinal de l'onde de sillage E_x , ainsi qu'au paramètre de magnétisation $b = \omega_{ce}/\omega_{pe}$. Nous mettons aussi en évidence une composante radiale, variant avec le carré du paramètre b , qui constitue une source supplémentaire de champs THz lorsque $b > 1$.

Ces prévisions sont comparées avec succès à des résultats issus de simulations quasi-3D réalisées avec le code Calder-Circ (section 2.5.4), en régime modérément ($a_0 \lesssim 1$) puis fortement ($a_0 \gg 1$) relativiste. Des champs THz atteignant plusieurs dizaines de GV.m^{-1} sont mis en évidence, donnant lieu à des facteurs de conversion laser-THz excédant 3×10^{-3} dans les cas fortement relativistes et fortement magnétisés. Les champs THz obtenus sont comparés avec le rayonnement de transition cohérent (présenté en section 2.3.6) et nous montrons que le rayonnement de sillage magnétisé prédomine largement devant le CTR (décrit en section 2.3.6), constituant une source intéressante de rayonnements THz de forte amplitude.

5.1 Champ magnétique axial et photocourants en géométrie 1D

5.1.1 Influence de l'intensité laser dans des simulations PIC 1D magnétisées

Nous reprenons ici l'étude réalisée au chapitre 4 (sections 4.1.3 et 4.1.4), cette fois pour des champs magnétiques orientés selon l'axe de propagation x . Les paramètres des simulations PIC 1D réalisées sont ainsi donnés en page 126, seule l'orientation du champ magnétique extérieur étant modifiée.

Les résultats obtenus en configuration de champ $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_x$ sont visibles en figures 5.1(c-f) et sont comparés aux résultats équivalents en l'absence de champ magnétique extérieur en figures 5.1(a,b), pour $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ (courbes bleues), $a_0 = 1$ (courbes vertes) et $a_0 = 4$ (courbes rouges). Ces figures montrent que, quelle que soit la valeur du champ magnétique extérieur, les champs THz générés sont dus aux photocourants, en accord avec le modèle quasi-statique 1D dérivé en section 4.1.1. L'amplitude du pic THz principal selon l'axe z (en $x \simeq 275 \mu\text{m}$) reste inchangée par l'introduction du champ magnétique [comparer les figures 5.1(a) et 5.1(c)], qui conduit néanmoins à l'apparition d'une composante selon y (l'onde laser étant polarisée selon z) tracée en figure 5.1(e). L'amplitude des champs obtenus ne croît que d'un facteur 2 entre $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ et $a_0 = 4$, dû à la saturation des photocourants aux intensités laser relativistes. Des répliques sont visibles aux temps longs en régime relativiste, attribuables à la dynamique non-linéaire de l'onde plasma évoquée en section 2.3.5, associée à des pics de densité électronique et donc de courant répétés à la longueur d'onde plasma λ_{pe} . En régime magnétisé [Fig. 5.1(c,e)], ces répliques voient leur amplitude augmenter par rapport au cas non-magnétisé [comparer les courbes rouges entre les figures 5.1(a), (c) et (e)], restant néanmoins comparativement plus faibles que le pic principal dû aux photocourants dans la région de l'impulsion laser (en $x \simeq 275 \mu\text{m}$) sur l'axe de polarisation de celle-ci [l'axe z , en figure 5.1(c)].

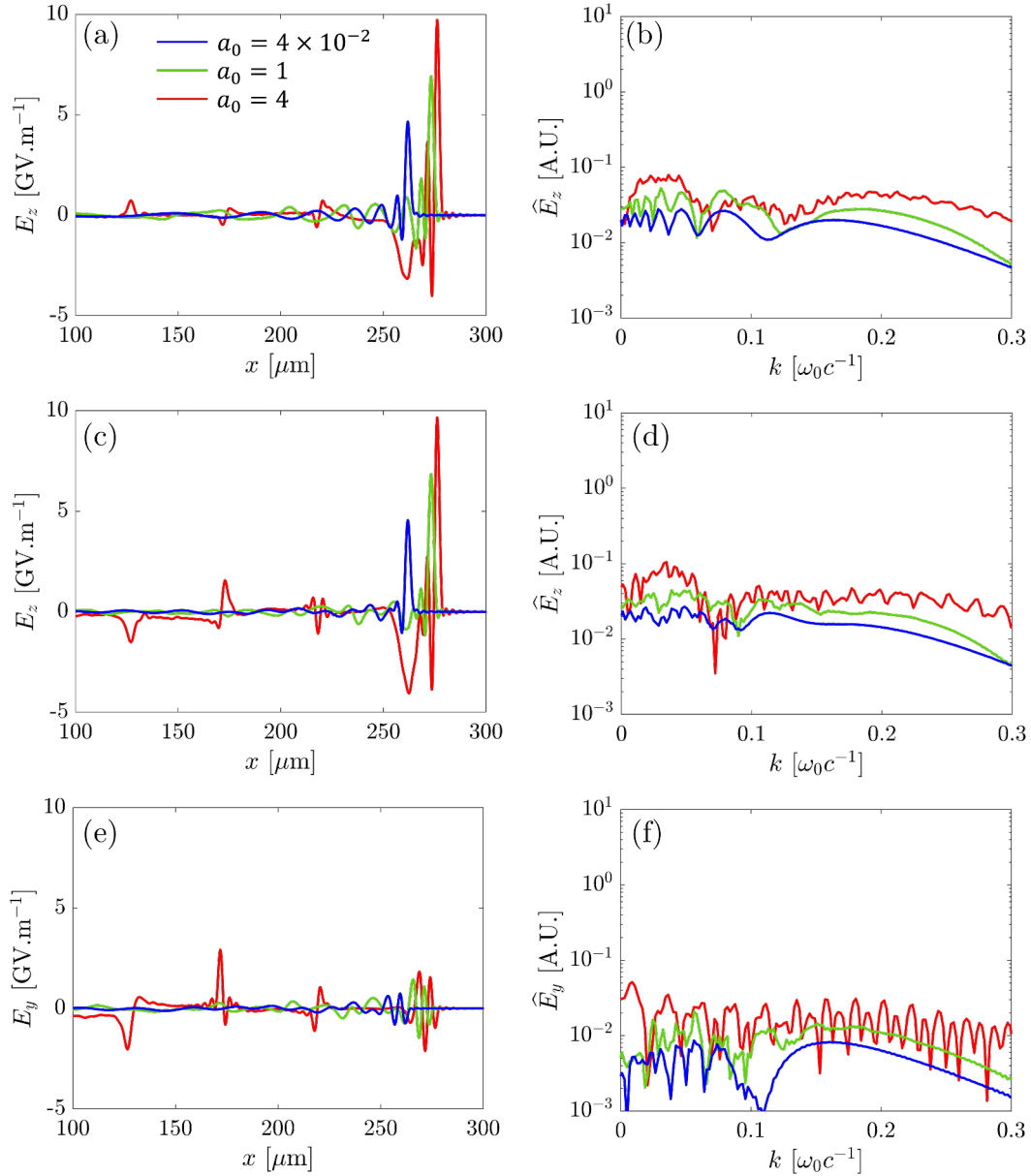


FIGURE 5.1 – (a,c,e) Champs et (b,d,f) spectres THz (limités à $0.3\omega_0 = 90$ THz) issus de simulations PIC 1D, générés par l’interaction entre un champ laser à deux couleurs d’amplitude normalisée $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ (courbes bleues), $a_0 = 1$ (courbes vertes) ou $a_0 = 4$ (courbes rouges), et un plasma d’hélium à la fréquence plasma $\nu_{pe} = 10$ THz ($\omega_{pe} = 0.036\omega_0$), (a,b) non-magnétisé ou (c,d,e,f) magnétisé selon l’axe x ($\nu_{ce} = 10$ THz). Les figures (c,d) [(e,f)] montrent la composante selon z [resp. selon y] du champ émis. Les champs (a,c,e) sont extraits de [207] et complétés par les spectres (b,d,f).

Les spectres correspondants, tracés en figures 5.1(b,d,f), montrent aussi la saturation des photocourants avec la croissance de l'amplitude laser. La forme générale de ces spectres, couvrant tout le domaine 0–90 THz, est en accord avec la nature de la source THz associée aux photocourants.

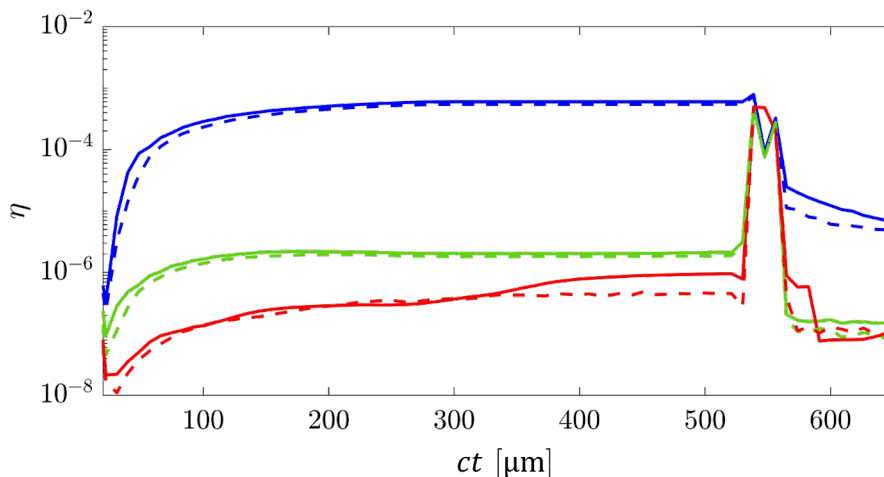


FIGURE 5.2 – Efficacité de conversion laser-THz en fonction de la distance de propagation de l'impulsion laser dans les simulations PIC 1D. L'amplitude normalisée du champ laser vaut $a_0 = 4 \times 10^{-2}$ (courbes bleues), $a_0 = 1$ (courbes vertes) ou $a_0 = 4$ (courbes rouges). Le champ magnétique est nul (courbes pleines) ou orienté selon x (courbes pointillées). Les artefacts numériques autour de $x = 550 \mu\text{m}$ proviennent du filtre de Fourier appliqué au champ électrique, aux itérations où l'impulsion laser est en train de sortir de la boîte de simulation. L'énergie THz mesurée dans la boîte décroît brusquement à la fin de la simulation lorsque ces champs sortent, eux aussi, de la boîte de simulation. Extrait de [207].

Nous étudions à présent le taux de conversion laser-THz relevé dans ces simulations PIC [Fig. 5.2], à comparer avec la figure équivalente réalisée en configuration de champ magnétique orthogonal [Fig. 4.4]. Nous constatons ici que le champ THz généré par la photo-ionisation croît continûment sur une distance de l'ordre de 100–200 μm avant de saturer. Cette figure démontre en outre qu'en géométrie 1D :

- l'ajout d'un champ magnétique longitudinal n'augmente pas l'efficacité des photocourants par rapport aux cas équivalents non magnétisés,
- le rendement des photocourants s'effondre dans le régime relativiste, du fait de la saturation de l'ionisation dans ce régime pour l'hélium alors que l'intensité laser augmente. Nous pouvons mettre cette propriété en relation avec l'absence d'évolution notable du champ THz observée en figure 5.1 pour cette source avec l'amplitude laser.

5.1.2 Modèles de photocourants en régime magnétisé pour une polarisation laser arbitraire

Nous étudions à présent l'influence de la polarisation laser sur les photocourants lorsqu'un champ magnétique est imposé selon l'axe de propagation laser x . Pour cela, nous dérivons un modèle 1D non-propagatif, c'est-à-dire dans lequel la dérivée ∂_x du champ THz est considérée nulle. Puisque la dynamique d'un plasma relativiste 1D n'apporte pas d'amélioration dans les performances THz, nous limitons l'analyse qui suit à des configurations pour lesquelles le facteur de Lorentz est constant et proche de l'unité.

Modèle non-propagatif pour l'étude des champs rétrodiffusés à l'interface vide-plasma

Les détails de la dérivation du modèle sont donnés en annexe A. En combinant l'équation de courant fluide 1D magnétisée [Eq. (2.257)] et l'équation de Helmholtz [Eq. (2.15)] en géométrie 1D, et avec la notation $V_{\perp} = V_z + iV_y$, nous pouvons estimer le champ THz comme

$$\delta E_{\perp}(t) = \int_0^t S_{\perp}^L(u) \frac{\sin[\Delta^{1/2}(t-u)]}{\Delta^{1/2}} \exp\left[-i\tilde{\omega}_{ce} \frac{t-u}{2}\right] du \quad (5.1)$$

où

$$S_{\perp}^L(t) = -\tilde{\omega}_{pe}^2(t) E_{\perp}^L(t), \quad (5.2)$$

$$\Delta = \tilde{\omega}_{pe}^2 + \frac{\tilde{\omega}_{ce}^2}{4}, \quad (5.3)$$

qui font intervenir les fréquences plasma [Eq. (2.214)] et cyclotron électroniques [Eq. (2.249)] relativistes. Comme détaillé en annexe A, le terme source S_{\perp}^L , produit de la densité électronique et du champ électrique laser, est lié à la dérivée temporelle du courant électrique et décrit les photocourants : sa contribution aux basses fréquences s'identifie ainsi au champ THz produit par photoionisation dans le cadre du modèle de courant local (LC) décrit en section 2.3.2 [Eq. (2.143)] en l'absence de champ magnétique extérieur. Le modèle non-propagatif présenté ici constitue ainsi un raffinement du modèle LC, prenant en compte les modes plasmas magnétisés. Le spectre de l'équation (5.1) s'écrit :

$$\delta \hat{E}_y = \frac{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2) \hat{S}_y^L - i\omega \tilde{\omega}_{ce} \hat{S}_z^L}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2)^2 - \omega^2 \tilde{\omega}_{ce}^2}, \quad (5.4)$$

$$\delta \hat{E}_z = \frac{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2) \hat{S}_z^L + i\omega \tilde{\omega}_{ce} \hat{S}_y^L}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2)^2 - \omega^2 \tilde{\omega}_{ce}^2}. \quad (5.5)$$

Les fréquences de résonance des équations (5.4) et (5.5), c'est-à-dire les zéros de leur dénominateur, correspondent aux fréquences de coupure de la relation de dispersion d'un plasma magnétisé axialement ω_L et ω_R , dérivées en section 2.4.2.

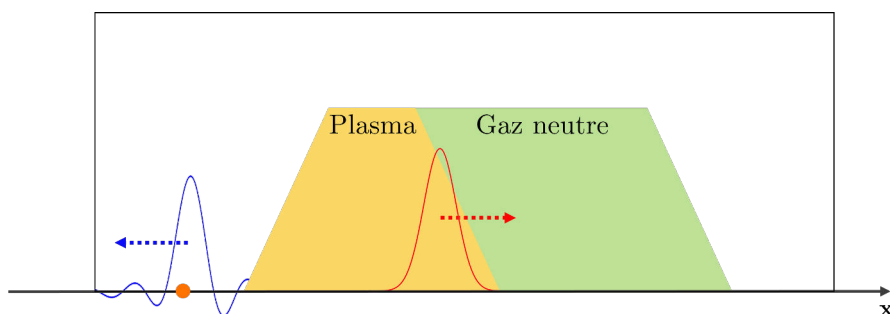


FIGURE 5.3 – Schéma de principe d'une simulation PIC [la description globale d'une telle simulation est donnée en figure 4.2] incluant un point sonde (orange) permettant d'enregistrer le champ rétrodiffusé (en bleu).

Le modèle non-propagatif obtenu peut être comparé aux champs THz rétrodiffusés par l'interface vide-plasma, car ceux-ci ne sont pas sujets à la propagation dans le plasma [voir le schéma

illustratif en figure 5.3]. La figure 5.4 montre les cartes de champs et les spectres rétrodiffusés issues des simulations PIC (courbes pleines) présentés précédemment, pour des polarisations laser linéaires ou circulaires, avec ou sans champ magnétique, comparés à la résolution des équations (5.4) et (5.5) (tirets). Nous constatons que le modèle stationnaire reproduit convenablement les fréquences caractéristiques des spectres rétrodiffusés. En l'absence de champ magnétique [figures 5.4(a-c)], la fréquence de coupure est la fréquence plasma, ce qui se traduit par un plateau aux fréquences $\omega \leq \omega_{pe}$ dans les spectres PIC (fréquences qui ne se propagent pas dans le plasma et sont alors réfléchies par celui-ci). Lorsque un champ magnétique extérieur est imposé sur l'axe x [figures 5.4(d,e,h,i)], le spectre rétrodiffusé s'enrichit et un domaine de fréquences non-rétrodiffusées (car de transmission autorisée – non-amortie – dans le plasma) apparaît entre $\nu_L = 6$ THz et $\nu_{ce} = 10$ THz. En changeant $\nu_{ce} \rightarrow \nu_{ce} = 7$ THz, la fréquence de coupure ν_L devient égale à ν_{ce} de sorte que cette séparation disparaît. Le champ magnétique extérieur permet ainsi de moduler finement le spectre, en autorisant ou interdisant la génération de certaines fréquences.

Nous pouvons aussi constater que le champ THz rétrodiffusé en régime magnétisé est polarisé elliptiquement, avec des composantes y et z d'amplitudes similaires, soit une polarisation circulaire ou quasi-circulaire [voir les cartes de champ en figures 5.4(f,g)]. En l'absence de champ magnétique, le champ THz est polarisé linéairement en configuration LP-P [Fig. 5.4(a)] ou quasi-linéairement en configuration CP-S [Figs. 5.4(b,c)].

Loi d'échelle aux temps longs pour le champ THz rétrodiffusé

Nous pouvons développer la solution stationnaire [Eq. (5.1)] aux temps longs, en supposant $t \gg \tau_0$ où τ_0 est la durée de l'impulsion laser. Dès lors, $E_{\perp}^L(u \gg \tau_0) \simeq 0$ et pour $t \gg u$, $u - t \simeq -t$. Ainsi, nous obtenons

$$\delta E_{\perp}(t \gg \tau_0) \simeq \left(\int_0^t S_{\perp}^L(u) du \right) \frac{\sin[\Delta^{1/2}t]}{\Delta^{1/2}} \exp\left[-i\tilde{\omega}_{ce} \frac{t}{2}\right]. \quad (5.6)$$

La nullité du terme source $S_{\perp}^L(t)$ [Eq. (5.2)] pour $t \gg \tau_0$ implique que le terme intégral est constant. Nous définissons alors

$$\mathcal{P}_{\perp}^L \equiv \frac{1}{\tilde{\omega}_{pe}^2} \int_0^{t \gg \tau_0} S_{\perp}^L(u) du = - \int_0^{t \gg \tau_0} \frac{n_e^0(u)}{n_e^0(+\infty)} E_{\perp}^L(u) du, \quad (5.7)$$

comme une constante décrivant les photocourants, dépendante du profil d'ionisation (nature du gaz, paramètres laser) mais pas de la densité du gaz $n_a = \omega_{pe}^2/Z^*$, ni de la force du champ magnétique extérieur.

Finalement, l'amplitude du champ émis aux temps longs est de la forme

$$|\delta E_{\perp}| = \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2}{\Delta^{1/2}} \mathcal{P}_{\perp}^L, \quad (5.8)$$

menant à la loi d'échelle en $\tilde{\omega}_{pe}$ et $\tilde{\omega}_{ce}$:

$$|\delta E_{\perp}| \propto \frac{\tilde{\omega}_{pe}^2}{(4\tilde{\omega}_{pe}^2 + \tilde{\omega}_{ce}^2)^{1/2}}. \quad (5.9)$$

Cette loi d'échelle généralise à toutes les fréquences $\tilde{\omega}_{pe}$ et $\tilde{\omega}_{ce}$ le résultat de W. M. Wang et al. [126] (voir section 2.4.3), qui ont empiriquement établi que pour $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$, l'amplitude du champ THz rétrodiffusé variait comme

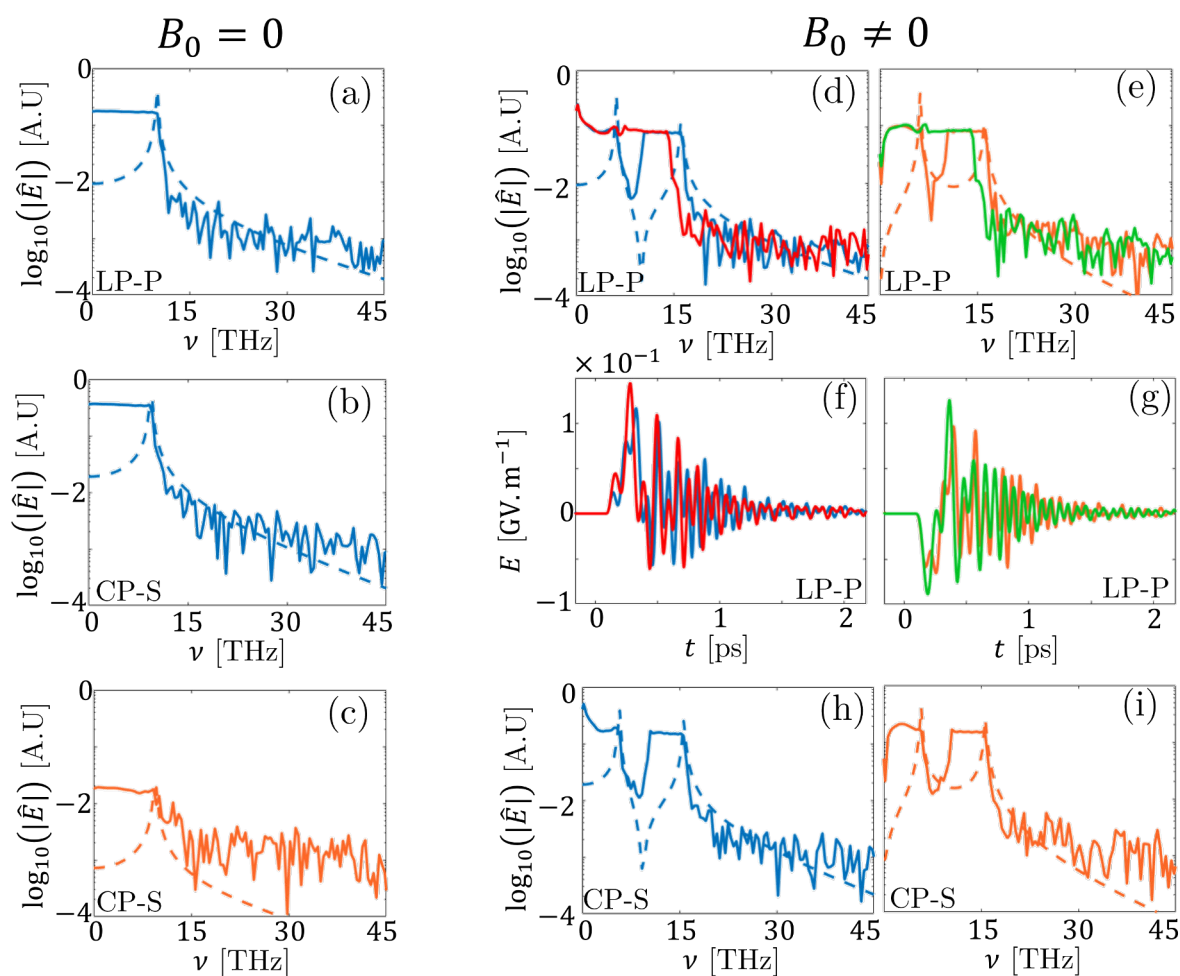


FIGURE 5.4 – (a-c,d,e,h,i) Spectres et (f,g) champs THz rétrodiffusés issus des simulations PIC 1D (courbes pleines) pour $a_0 = 4 \times 10^{-2}$, selon l’axe **y** (courbes oranges et vertes) et l’axe **z** (courbes bleues et rouges). La polarisation laser est linéaire en (a,d-g) et circulaire gauche en (b,c,h,i). Le champ magnétique extérieur vaut 0 en (a-c) et est orienté selon x avec $\nu_{ce} = 10$ THz en (d-i), à l’exception des courbes rouges et vertes pour lesquelles $\nu_{ce} = 7$ THz. Les spectres sont comparés à la solution des équations (5.4) et (5.5) (tirets). La fréquence plasma vaut $\nu_{pe} = 10$ THz dans toutes les simulations. Extrait de [207].

$$|\delta E_{\perp}| \propto \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}}. \quad (5.10)$$

La figure 5.5 compare les amplitudes de champs THz issues de simulations PIC 1D (courbe noire) et leur équivalent obtenu en résolvant l’équation (5.1), à partir des grandeurs fluides issues d’une résolution du modèle décrit en section 2.5.2 (courbe rouge). La loi d’échelle établie (courbe rouge) est en accord avec la tendance observée des résultats PIC, et apparaît plus précise que l’estimation de W. M. Wang et al. [126], rappelée par la courbe pointillée bleue.

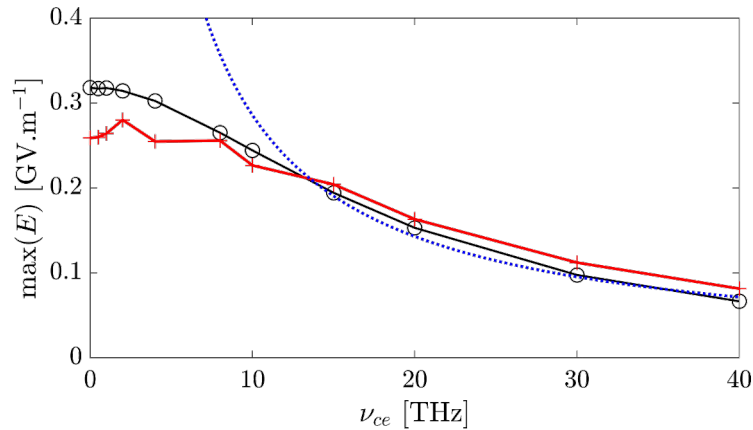


FIGURE 5.5 – Amplitude maximale du champ THz rétrodiffusé en fonction de la fréquence cyclotron ν_{ce} du champ magnétique extérieur appliqué selon l’axe x à un plasma de fréquence plasma $\nu_{pe} = 10$ THz (courbe noires). La courbe rouge correspond au résultat de l’équation (5.1) (multipliée par un facteur arbitraire de 3 correspondant à l’écart en amplitude entre le modèle et la simulation PIC). La courbe bleue correspond à la loi d’échelle empirique de W. M. Wang *et al.* [126] de la forme $E_{\perp} \propto \omega_{pe}^2/\omega_{ce}$. Les rampes de densité en entrée [Fig. 4.2] sont de longueur nulle (échelon de Heaviside) pour maximiser le rayonnement rétrodiffusé. Les paramètres sont ceux des simulations de la référence [126] : $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, $\tau_0 = 50$ fs FWHM, $a_0 = 4.3 \times 10^{-2}$ ($I_0 = 2.5 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$), $r = 0.2$, $\varphi = \pi/2$, plasma d’hélium de densité électronique après ionisation ($Z^* = 1$) : $n_e = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\nu_{pe} = 10$ THz). Extrait de [207].

Modèle analytique pour les photocourants émis dans la direction de propagation laser en régime magnétisé

Nous étendons ici le modèle analytique des photocourants présenté en section 3.2.3 (fondé sur l’hypothèse de courant local, où le champ THz est supposé proportionnel à la dérivée temporelle du courant), en prenant en compte l’existence d’un champ magnétique orienté selon l’axe de propagation laser. Un tel modèle est adapté à l’étude des photocourants émis dans la direction de propagation laser, auxquels nous nous intéressons de nouveau ici. Une extension aux cas magnétisés du modèle propagatif du type de celui décrit en section 2.3.5 pourrait se révéler instructive ; néanmoins, nous avons montré en figure 5.1 que le champ THz transmis était peu modifié par l’introduction d’un champ magnétique axial.

Nous négligeons d’emblée les configurations CP-C et LP-O, de moindre intérêt par rapport aux configurations CP-S et LP-P comme démontré au chapitre 3. Considérant que $\gamma \approx 1$, l’équation de courant magnétisée 1D conduit à l’expression de la vitesse fluide :

$$v_{\perp}^f(t) = -\frac{e}{m_e} \int_{-\infty}^t E_{\perp}^L(\tau) \exp[-i\omega_{ce}(t - \tau)] d\tau, \quad (5.11)$$

où nous avons fait usage de la notation \perp introduite en section 5.1.2. Le champ laser est décrit par l’équation (3.3) (section 3.2.1), où nous considérons $\theta = \pi/2$, $\epsilon = 1$ (éliminant la configuration CP-C) et négligeons l’enveloppe laser, soit :

$$\vec{E}_L = \frac{E_0}{\sqrt{1 + \rho^2}} \left[\sqrt{1 - r} \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t) \\ -\rho \sin(\omega_0 t) \end{pmatrix} + \sqrt{r} \begin{pmatrix} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \\ -\rho \sin(2\omega_0 t + \varphi) \end{pmatrix} \right]. \quad (5.12)$$

Après intégration de l’équation (5.11), il vient :

$$v_y^f = -\frac{eE_0}{m_e\sqrt{1+\rho^2}} \left[\frac{\omega_0 - \rho\omega_{ce}}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \sqrt{1-r} \sin(\omega_0 t) + \frac{2\omega_0 - \rho\omega_{ce}}{4\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \sqrt{r} \sin(2\omega_0 t + \varphi) \right], \quad (5.13)$$

$$v_z^f = -\frac{eE_0}{m_e\sqrt{1+\rho^2}} \left[\frac{\rho\omega_0 - \omega_{ce}}{\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \sqrt{1-r} \cos(\omega_0 t) + \frac{2\rho\omega_0 - \omega_{ce}}{4\omega_0^2 - \omega_{ce}^2} \sqrt{r} \cos(2\omega_0 t + \varphi) \right]. \quad (5.14)$$

Pour $\rho = 0$ (champ laser polarisé linéairement selon y), la composante selon y de la vitesse fluide correspond à l'équivalent en régime non-magnétisé, la dépendance en ω_{ce} disparaissant du numérateur et en considérant que nous pouvons négliger les termes ω_{ce}^2 aux dénominateurs : en effet, une longueur d'onde laser $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ et un champ magnétique de 357 T ($\nu_{ce} = 10 \text{ THz}$) conduisent à $\omega_{ce} = 3.34 \times 10^{-2} \omega_0$, soit $\omega_{ce}^2 = 1.11 \times 10^{-3} \omega_0^2$. Selon z , une composante de plus faible amplitude varie en ω_{ce}/ω_0^2 (soit un facteur ω_{ce}/ω_0 par rapport à v_y). $\rho = \pm\infty$ équivaut à un champ laser polarisé selon l'axe z , et dans ce cas, l'équation (5.12) implique que les instants d'ionisation sont formellement décalés de $\pi/2$ par rapport au cas $\rho = 0$, la dynamique THz en configuration LP-P étant bien sûr indépendante du choix de la direction de polarisation laser choisie.

La norme du champ laser ne dépend pas de la présence d'un champ magnétique extérieur, si bien que les instants d'ionisation sont identiques à ce que nous avons établi en section 3.2.3 :

$$\omega_0 t_n^{\text{LP-P}} = n\pi - 2(-1)^n \sqrt{\frac{r}{1-r}} \sin(\varphi). \quad (5.15)$$

Dès lors, le champ selon y correspond au champ non-magnétisé, la vitesse fluide et les instants d'ionisation étant inchangés par l'ajout d'un champ magnétique.

En configuration CP-S, les instants d'ionisation sont donnés par

$$\omega_0 t_n^{\text{CP-S}} = 2n\pi - \varphi. \quad (5.16)$$

et la vitesse fluide aux instants d'ionisation est

$$\vec{v}_f(t_n) = -\frac{eE_0}{m_e\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{1-r}}{\omega_0 + \rho\omega_{ce}} + \frac{\sqrt{r}}{2\omega_0 + \rho\omega_{ce}} \right) \begin{pmatrix} \sin(\varphi) \\ \rho \cos(\varphi) \end{pmatrix}. \quad (5.17)$$

Cette relation montre une brisure de symétrie entre le cas d'hélicité gauche ($\rho = -1$) et le cas d'hélicité droite ($\rho = +1$) : le second est désavantagé par rapport au premier lorsque $\omega_{ce} > 0$. À l'inverse, si $\omega_{ce} < 0$, c'est-à-dire pour un champ magnétique dirigé dans la direction opposée, le cas d'hélicité droite est avantagé par rapport au cas d'hélicité gauche. Néanmoins, la différence entre les deux configurations reste faible du fait de la relation d'ordre $\omega_{ce} \ll \omega_0$.

La figure 5.6 confirme ces résultats : tout d'abord, la relation d'ordre entre l'efficacité de conversion des configurations LP-P et CP-S décrite au chapitre 3 est confirmée en régime magnétisé, avec un facteur 8 en énergie en faveur de la configuration CP-S (soit pratiquement 3 en champ). Ensuite, le couplage avec un champ magnétique fait diminuer l'énergie THz obtenue en LP-P (courbes bleues). En configuration CP-S, l'énergie augmente pour un champ laser d'hélicité gauche (courbe verte) et diminue en hélicité droite (courbe orange), conformément aux prévisions du modèle. La différence reste néanmoins faible.

5.1.3 Résumé : champ magnétique axial et photocourants

Dans cette section, nous sommes revenus sur la génération de rayonnement THz par les photocourants en régime de magnétisation axiale, pour laquelle nous avons montré, à partir de simulations PIC en géométrie 1D et de modèles analytiques dédiés, que :

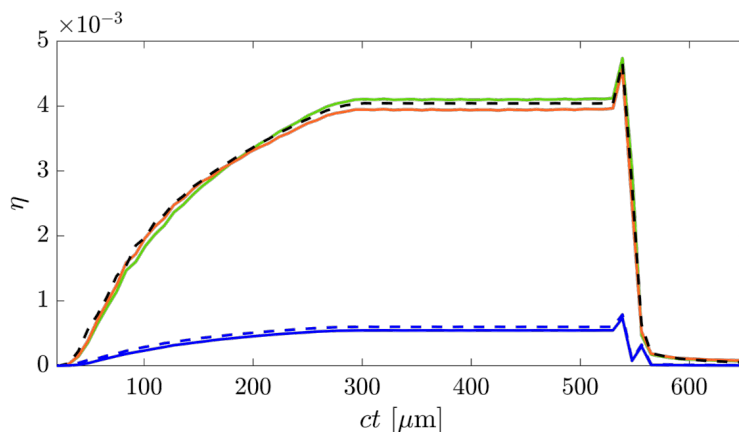


FIGURE 5.6 – Efficacité de conversion laser-THz en fonction de la distance de propagation de l’impulsion laser dans les simulations PIC 1D, pour un champ laser vérifiant $a_0 = 4 \times 10^{-2}$, en polarisation linéaire (courbes bleues), circulaire gauche (courbes verte et tirets noirs) ou circulaire droite (courbe orange). Le champ magnétique est nul (tirets) ou orienté selon x (courbes pleines). Les artefacts numériques autour de $x = 550 \mu\text{m}$ proviennent du filtre de Fourier appliqué au champ électrique, aux itérations où l’impulsion laser est en train de sortir de la boîte de simulation. Extrait de [207].

- Les photocourants saturent aux intensités relativistes, avec ou sans champ B_0 externe ;
- L’introduction d’un champ magnétique génère une composante de champ orthogonale au champ laser lorsque celui-ci est polarisé linéairement. L’amplitude de cette composante reste néanmoins faible devant le pic généré par les photocourants créés par le champ laser initial ;
- Un champ magnétique conduit à rendre elliptique (quasi-circulaire) la polarisation du champ THz rétrodiffusé à l’interface vide-plasma, et est susceptible de moduler son spectre. Il devient possible d’autoriser ou d’interdire certaines fréquences, selon la relation de dispersion d’un plasma magnétisé selon l’axe de propagation ;
- Un champ magnétique tend à faire diminuer l’amplitude du champ rétrodiffusé, selon une loi d’échelle que nous avons établie et comparée avec succès aux résultats de simulation ;
- Pour le champ transmis, un champ magnétique diminue légèrement l’efficacité de conversion en configuration LP-P. En configuration CP-S, celle-ci augmente ou diminue selon l’hélicité du champ laser et l’orientation du champ magnétique. Dans tous les cas, les différences de performance THz entre les deux états d’hélicité en configuration CP-S sont faibles.

Un champ magnétique est ainsi susceptible de moduler les photocourants, mais n’apporte pas de modification importante aux rendements des champs THz générés. Notamment, ceux-ci saturent toujours aux hautes intensités laser. En géométrie 1D, aucune source THz additionnelle n’est prévue ni observée.

Dans la section suivante, nous revenons en géométrie 3D sur un mécanisme de type « rayonnement de sillage », similaire par certains aspects au CWR étudié au chapitre 4.

5.2 Rayonnement de sillage pour une magnétisation axiale en géométrie 3D

Les travaux de P. Sharma, N. Wadhvani, A. Saroch et P. Jha [171, 172] rappelés en section 2.4.3 ont montré l’existence de rayonnements THz générés par l’onde de sillage laser dans un

plasma magnétisé selon l'axe de propagation laser x . Leur étude se concentrait néanmoins sur des champs laser non-relativistes ($a_0 = 0.3$) et en régime de magnétisation modérée $b \ll 1$. Nous nous proposons d'étendre l'étude de ce phénomène à des intensités laser relativistes et des configurations fortement magnétisées.

Nous mettons ici en évidence et pour la première fois des similitudes fortes avec le travail du chapitre 4 portant sur le rayonnement de sillage Cherenkov (CWR, impliquant une magnétisation orthogonale à l'axe de propagation laser), sur l'expression des champs générés ainsi que sur les taux de conversion en énergie laser-THz (élevés) atteignables en régime relativiste ($a_0 \gg 1$).

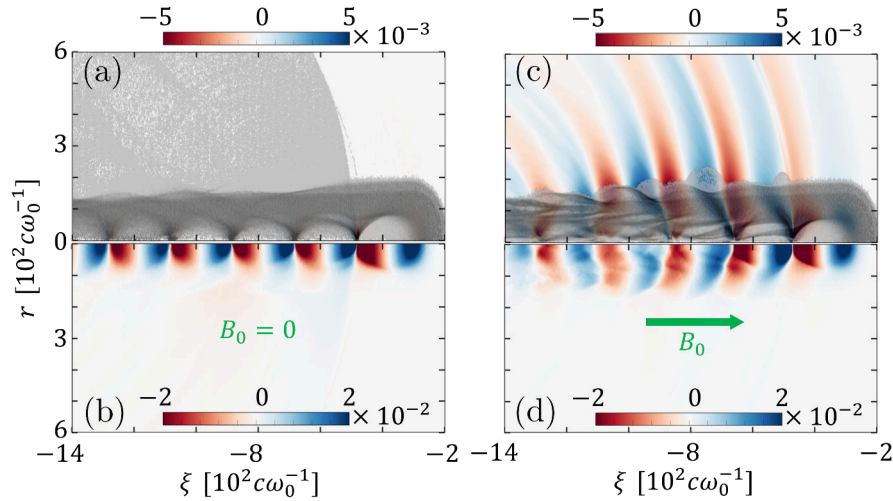


FIGURE 5.7 – Cartes de champ (a,c) azimuthal et (b,d) radial générés lors de l'interaction d'un champ laser (d'une amplitude normalisée $a_0 = 4$, pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, une durée $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ FWHM, une tache focale $w_0 = 10.5 \mu\text{m}$) avec un gaz d'hélium totalement ionisé à la densité électronique $n_e^0 = 1.24 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$), (a,b) non magnétisé ou (c,d) magnétisé selon l'axe \vec{e}_x avec $B_0 = 357 \text{ T}$ ($\nu_{ce} = 10 \text{ THz}$). La densité électronique est représentée en nuances de gris. Les champs sont normalisés à $m_e c\omega_0/e = 3.21 \times 10^3 \text{ GV.m}^{-1}$.

La figure 5.7 illustre le mécanisme étudié ici aux intensités laser ultra-relativistes ($a_0 = 4$) et à forte magnétisation ($\nu_{ce} = \nu_{pe} = 10 \text{ THz}$, soit $b = 1$). Le champ magnétique est nul en figure 5.7(a,b) et non-nul en figure 5.7(c,d). En l'absence de champ magnétique, une onde de sillage contenant un champ E_x de forte amplitude est générée dans le canal plasma [Figs. 5.7(a,b)], mais celle-ci reste électrostatique et aucune composante électromagnétique ne rayonne dans le vide.

Avec l'ajout d'un champ magnétique extérieur, nous observons l'apparition d'une composante électromagnétique [Fig. 5.7(c)], de périodicité similaire à l'onde plasma (de fréquence ν_{pe}) [Fig. 5.7(d)], et qui, contrairement au champ E_x précédent, se propage dans le vide hors du plasma. L'amplitude locale est de l'ordre de plusieurs dizaines de GV.m^{-1} . Ce champ est polarisé dans la direction azimuthale par rapport à l'axe de propagation laser. La figure 5.8(b) illustre la forme du champ électrique dans un plan transverse à l'axe de propagation de l'onde. Le champ est nul sur l'axe de propagation et atteint une amplitude maximale hors-axe avant de décroître. La polarisation locale d'une telle onde est linéaire (LP). Le rayonnement est émis dans un domaine angulaire proche de l'axe x .

Pour expliquer la formation d'un tel champ THz, nous dérivons un modèle quasi-statique, sur le principe du modèle de Z. Hu et al [178] détaillé en section 2.4.4. L'étude analytique du chapitre

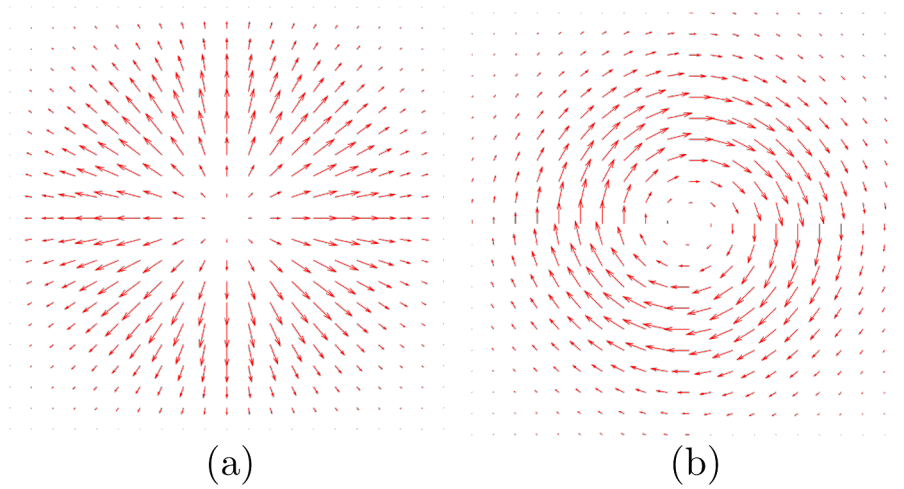


FIGURE 5.8 – Représentation d'un champ vectoriel en polarisation (a) radiale ou (b) azimutale dans le plan transverse (y, z) par rapport à la direction de propagation x . La polarisation est localement linéaire (LP).

4 (section 4.1.1) et l'étude PIC de la section précédente ont montré que la seule source de champ THz en régime de magnétisation axiale, en géométrie 1D correspondait aux photocourants. Le modèle dérivé dans la suite, devant ainsi être établi en dimension spatiale au moins 2D, met à jour de nouvelles sources THz.

5.2.1 Modèle quasi-statique 3D

Nous nous plaçons d'emblée en unités normalisées (voir section 2.5.1).

Nous rappelons en table 5.1 les principaux opérateurs vectoriels en coordonnées cylindriques. Nous indiquons par L les grandeurs qui se rapportent à l'onde laser, c'est-à-dire le champ électromagnétique laser, \vec{E}_L , ainsi que la vitesse d'oscillation rapide des électrons dans le champ laser, $\vec{\beta}_L$. Les quantités sans indice se rapportent aux champs et vitesses électroniques de l'onde de sillage.

L'enveloppe gaussienne du champ laser $E_0(t, \vec{r})$ est décrite par l'équation (2.67). Nous négligeons ainsi tous les phénomènes de diffraction laser. Le champ laser s'écrit ainsi, en polarisation générale :

$$\vec{E}_L = \frac{E_0(t, \vec{r})}{\sqrt{1 + \rho^2}} \left(\cos(k_0\xi)\vec{e}_y + \rho \sin(k_0\xi)\vec{e}_z \right) \quad (5.18)$$

et son potentiel vecteur [Eq. (2.25)] est donné par :

$$\vec{A}_L = \frac{E_0(t, \vec{r})}{\omega_0\sqrt{1 + \rho^2}} \left(\sin(k_0\xi)\vec{e}_y - \rho \cos(k_0\xi)\vec{e}_z \right), \quad (5.19)$$

où nous négligeons la composante sur l'axe de propagation du champ électrique laser.

Nous pouvons projeter les composantes du potentiel vecteur sur la base cylindrique en utilisant les relations faisant intervenir l'angle azimutal θ :

$$\vec{e}_y = \cos(\theta)\vec{e}_r - \sin(\theta)\vec{e}_\theta, \quad (5.20)$$

$$\vec{e}_z = \sin(\theta)\vec{e}_r + \cos(\theta)\vec{e}_\theta, \quad (5.21)$$

Nabla	$\vec{\nabla}$	$\vec{e}_x \partial_x + \vec{e}_r \partial_r + \frac{1}{r} \vec{e}_\theta \partial_\theta$
Divergence	$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$	$\partial_x A_x + \frac{1}{r} \partial_r (r A_r) + \frac{1}{r} \partial_\theta A_\theta$
Rotationnel	$\vec{\nabla} \times \vec{A}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{r} (\partial_r (r A_\theta) - \partial_\theta A_r) \\ \frac{1}{r} \partial_\theta A_x - \partial_x A_\theta \\ \partial_x A_r - \partial_r A_x \end{pmatrix}$
Advection scalaire	$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) A$	$\beta_x \partial_x A + \beta_r \partial_r A + \frac{\beta_\theta}{r} \partial_\theta A = \beta_x \partial_x A + (\vec{v}_\perp \cdot \vec{\nabla}_\perp) A$
Advection vectorielle	$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A}$	$\begin{pmatrix} (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) A_x \\ (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) A_r - \frac{\beta_\theta}{r} A_\theta \\ (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) A_\theta + \frac{\beta_\theta}{r} A_r \end{pmatrix}$

TABLE 5.1 – Principaux opérateurs vectoriels en coordonnées cylindriques, appliqués à un champ vectoriel arbitraire $\vec{A}(\vec{r}) = A_x(\vec{r})\vec{e}_x + A_r(\vec{r})\vec{e}_r(\theta) + A_\theta(\vec{r})\vec{e}_\theta(\theta)$ dépendant de la position $\vec{r} = (x, r, \theta)$.

soit :

$$\vec{A}_L = \frac{E_0(x, r, t)}{\omega_0 \sqrt{1 + \rho^2}} \left[\begin{aligned} & \left(\sin(k_0 \xi) \cos(\theta) - \rho \cos(k_0 \xi) \sin(\theta) \right) \vec{e}_r \\ & - \left(\sin(k_0 \xi) \sin(\theta) + \rho \cos(k_0 \xi) \cos(\theta) \right) \vec{e}_\theta \end{aligned} \right]. \quad (5.22)$$

Le champ magnétique laser se déduit du potentiel vecteur laser à partir de l'équation (2.26) :

$$\vec{B}_L = \begin{pmatrix} \partial_r A_\theta^L \\ -\partial_x A_\theta^L \\ \partial_x A_r^L \end{pmatrix}. \quad (5.23)$$

L'équation de courant [Eq. (2.115)] s'écrit, en négligeant l'ionisation du gaz :

$$\left(\partial_t + (\vec{\beta} + \vec{\beta}_L) \cdot \vec{\nabla} \right) (\vec{p} + \vec{p}_L) = -\vec{E} - \vec{E}_L - (\vec{\beta} + \vec{\beta}_L) \times (\vec{B} + \vec{B}_L + \vec{B}_0) \quad (5.24)$$

faisant intervenir l'impulsion des électrons oscillant à ω_0 dans le champ laser, définie par :

$$\partial_t p_y^L = -E_y^L - \tilde{\omega}_{ce} p_z^L, \quad (5.25)$$

$$\partial_t p_z^L = -E_z^L + \tilde{\omega}_{ce} p_y^L, \quad (5.26)$$

soit après intégration :

$$\vec{p}_L = \frac{E_0}{(\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2) \sqrt{1 + \rho^2}} \left[(\omega_0 + \rho \tilde{\omega}_{ce}) \sin(k_0 \xi) \vec{e}_y - (\rho \omega_0 + \tilde{\omega}_{ce}) \cos(k_0 \xi) \vec{e}_z \right] \quad (5.27)$$

où la fréquence cyclotron relativiste en unités normalisées, faisant intervenir le facteur de Lorentz des électrons $\gamma_L = \sqrt{1 + p_L^2}$, s'écrit ¹

$$\tilde{\omega}_{ce} \equiv \frac{B_0}{\gamma_L}. \quad (5.28)$$

Les composantes de l'impulsion électronique \vec{p}_L peuvent être projetées sur la base cylindrique de la même façon que pour le potentiel vecteur :

$$\vec{p}_L = \frac{E_0}{(\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2)\sqrt{1 + \rho^2}} \left[\begin{aligned} & \left(\omega_y \sin(k_0\xi) \cos(\theta) - \omega_z \cos(k_0\xi) \sin(\theta) \right) \vec{e}_r \\ & - \left(\omega_y \sin(k_0\xi) \sin(\theta) + \omega_z \cos(k_0\xi) \cos(\theta) \right) \vec{e}_\theta \end{aligned} \right], \quad (5.29)$$

avec $\omega_y = \omega_0 + \rho\tilde{\omega}_{ce}$ et $\omega_z = \rho\omega_0 + \tilde{\omega}_{ce}$.

Nous appliquons alors une opération de moyenne temporelle sur une période laser à l'équation (5.24), ce qui élimine les termes oscillant à la fréquence laser :

$$\left(\partial_t + \vec{\beta} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{p} + \left(\vec{\beta}_L \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{p}_L = - \left(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B} + \vec{\beta} \times \vec{B}_0 + \vec{\beta}_L \times \vec{B}_L \right). \quad (5.30)$$

Nous pouvons projeter cette équation sur la base cylindrique (x, r, θ) ce qui donne :

$$\left(\partial_t + \vec{\beta} \cdot \vec{\nabla} \right) p_x = -E_x + \mathcal{F}_x^B + \mathcal{F}_x^P, \quad (5.31)$$

$$\left(\partial_t + \vec{\beta} \cdot \vec{\nabla} \right) p_r - \left(\frac{\beta_\theta}{r} - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \right) p_\theta = -E_r + \mathcal{F}_r^B + \mathcal{F}_r^P, \quad (5.32)$$

$$\left(\partial_t + \vec{\beta} \cdot \vec{\nabla} \right) p_\theta + \left(\frac{\beta_\theta}{r} - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \right) p_r = -E_\theta + \mathcal{F}_\theta^B + \mathcal{F}_\theta^P, \quad (5.33)$$

où les forces non-linéaires

$$\vec{\mathcal{F}}^B = -\vec{\beta} \times \vec{B}, \quad (5.34)$$

$$\vec{\mathcal{F}}^P = -\vec{\beta}_L \times \vec{B}_L - \left(\vec{\beta}_L \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{p}_L, \quad (5.35)$$

sont respectivement la force de Lorentz exercée par le champ magnétique de l'onde de sillage, et la force pondéromotrice laser. La vitesse électronique $\vec{\beta}_L$ appartenant au plan transverse par hypothèse, la force pondéromotrice contient une composante axiale $(\vec{\beta}_L \times \vec{B}_L)_x$ et une composante transverse $(\vec{\beta}_L \times \vec{B}_L)_\perp + (\vec{\beta}_L \cdot \vec{\nabla})\vec{p}_L$.

Force pondéromotrice laser longitudinale

La force pondéromotrice longitudinale $\vec{\beta}_L \times \vec{B}_L$ s'écrit :

$$\mathcal{F}_x^P = -\beta_r^L \partial_x A_r^L - \beta_\theta^L \partial_x A_\theta^L, \quad (5.36)$$

1. L'obtention de l'équation (5.27) nécessite de supposer que le facteur de Lorentz γ_L n'oscille pas à la fréquence laser. Ceci est vérifié dans le cas d'une polarisation laser circulaire, où le facteur de Lorentz γ_L suit la variation lente de l'enveloppe.

soit

$$\mathcal{F}_x^P = -\frac{g_x}{2\gamma_L(\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2)} \partial_x E_0^2, \quad (5.37)$$

où

$$g_x = 1 + 2\frac{\rho}{1 + \rho^2} \frac{\tilde{\omega}_{ce}}{\omega_0}. \quad (5.38)$$

Cette force est indépendante de l'angle θ .

Force pondéromotrice laser radiale

La force pondéromotrice radiale s'écrit

$$\mathcal{F}_r^P = \beta_r^L \partial_r p_r^L + \beta_\theta^L \partial_r A_\theta^L, \quad (5.39)$$

soit

$$\mathcal{F}_r^P = \frac{g_r}{4\gamma_L(\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2)} \partial_r E_0^2, \quad (5.40)$$

où

$$g_r = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2} + \frac{\rho}{1 + \rho^2} \frac{\omega_{ce}(3\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2)}{\omega_0(\omega_0^2 - \tilde{\omega}_{ce}^2)}. \quad (5.41)$$

Cette force est elle aussi indépendante de l'angle θ .

Force pondéromotrice laser azimutale

La force pondéromotrice azimutale s'écrit finalement

$$\mathcal{F}_\theta^P = \beta_r^L \partial_r p_\theta^L - \beta_r^L \partial_r A_\theta^L, \quad (5.42)$$

et les deux termes du membre de droite étant égaux, ils se simplifient et :

$$\mathcal{F}_\theta^P = 0. \quad (5.43)$$

La force pondéromotrice azimutale est indépendante de l'angle θ et est même identiquement nulle.

Toutes les composantes de la force pondéromotrice étant indépendantes de l'angle θ , nous pouvons considérer que les champs et quantités fluides aux basses fréquences le sont aussi, soit $\partial_\theta = 0$ pour ces champs.

Système d'équations quasi-statiques

Nous introduisons le système de coordonnées $\xi = x - t$, $\tau = t$ et appliquons l'hypothèse quasi-statique, soit $\partial_\tau = 0$. Les équations de Maxwell (2.1)-(2.4) s'écrivent sous cette hypothèse, et en supposant en outre $\partial_\theta = 0$:

$$\partial_\xi E_x + \frac{1}{r} \partial_r (r E_r) = n_e^0 - n_e, \quad (5.44)$$

$$\partial_\xi B_x - \frac{1}{r} \partial_r (r E_\theta) = 0, \quad (5.45)$$

$$E_\theta = -B_r, \quad (5.46)$$

$$\partial_\xi E_r - \partial_r E_x = \partial_\xi B_\theta, \quad (5.47)$$

$$\frac{1}{r} \partial_r (r B_\theta) = -n_e \beta_x - \partial_\xi E_x, \quad (5.48)$$

$$\partial_r E_x = -n_e \beta_r, \quad (5.49)$$

$$\partial_r B_x = n_e \beta_\theta, \quad (5.50)$$

et l'équation de continuité (2.104), après intégration selon ξ , devient :

$$(1 - \beta_x) n_e = n_e^0 + \frac{1}{r} \partial_r [r (B_\theta - E_r)]. \quad (5.51)$$

Finalement, les équations (5.31), (5.32) et (5.33) se réécrivent :

$$\left[(\beta_x - 1) \partial_\xi + \beta_r \partial_r \right] p_x = -E_x - \beta_r B_\theta - \beta_\theta E_\theta - \mathcal{F}_x^P, \quad (5.52)$$

$$\left[(\beta_x - 1) \partial_\xi + \beta_r \partial_r \right] p_r - \left(\frac{\beta_\theta}{r} - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \right) p_\theta = -E_r - \beta_\theta B_x + \beta_x B_\theta - \mathcal{F}_r^P, \quad (5.53)$$

$$\left[(\beta_x - 1) \partial_\xi + \beta_r \partial_r \right] p_\theta + \left(\frac{\beta_\theta}{r} - \frac{\omega_{ce}}{\gamma} \right) p_r = (\beta_x - 1) E_\theta + \beta_r B_x. \quad (5.54)$$

En l'absence de champ magnétique, l'équation (5.54), qui ne contient pas de terme source pondéromoteur, est identiquement nulle : E_θ , β_θ et B_x [du fait de l'équation (5.50)] sont nuls lorsque $B_0 = 0$. L'introduction d'un champ magnétique couple la dynamique azimutale avec la dynamique radiale par l'intermédiaire du terme $\omega_{ce} \beta_r$ du membre de gauche de l'équation (5.54), générant une vitesse électronique β_θ et un champ électrique E_θ azimutaux, ainsi qu'un champ magnétique axial B_x .

Le champ B_x axial généré dans le plasma a été étudié par S. V. Bulanov et al. [185] ainsi que par S. Rassou et al. [184]. Ces auteurs ont montré qu'en régime de bulle, aux intensités laser relativistes, les électrons éjectés par la force pondéromotrice du champ laser puis rappelés vers l'axe par le champ électrostatique des ions ne croisent plus l'axe de propagation au fond de la bulle [Fig. 5.9(a)] mais, déviés par la force de Lorentz du champ magnétique extérieur, spiralent autour de l'axe, formant localement une bobine capable de générer des champs magnétiques longitudinaux très élevés, plusieurs fois supérieurs au champ B_0 [Fig. 5.9(b)].

L'équation (5.46) indique que E_θ est de nature électromagnétique.

De façon intéressante, la vitesse azimutale ainsi générée est aussi capable de se coupler à la vitesse radiale par l'intermédiaire du champ magnétique, ce que montre le terme $\omega_{ce} \beta_\theta$ du membre de gauche de l'équation (5.53). Cette observation laisse supposer la possibilité d'une génération secondaire de champ à basse fréquence, cette fois-ci polarisé dans la direction radiale.

Nous justifions ainsi par ce modèle l'existence de la composante azimutale observée en figure 5.7, qui apparaît naturellement dans les équations du sillage magnétisé. Nous allons à présent dégager les principales caractéristiques des champs mis en évidence. Pour cela, nous décomposons formellement les champs électriques azimutal et radial en plusieurs composantes, puis appliquons une approximation perturbative pour éclaircir leur nature.

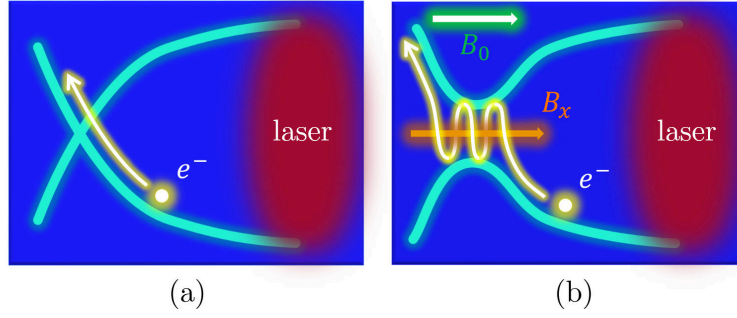


FIGURE 5.9 – Représentation schématique de la bulle (en bleu clair) dans le sillage d’une impulsion laser (en rouge). (a) En l’absence de champ magnétique extérieur, les électrons expulsés hors de l’axe par la force pondéromotrice laser, rappelés par la séparation de charge, se croisent sur l’axe et ferment la bulle. (b) Lorsqu’un champ magnétique extérieur B_0 (en vert) est imposé, les électrons acquièrent une vitesse azimutale et ne passent pas par la position $r = 0$ au fond de la bulle, qui n’est alors plus fermée. Les électrons spiralent à des vitesses relativistes dans ce « goulot », se comportant alors comme une bobine et générant un champ magnétique axial B_x (en orange) d’une amplitude potentiellement supérieure au champ B_0 .

Décomposition du champ transverse

Le champ azimutal de l’équation (5.54) peut formellement se décomposer comme $E_\theta = E_\theta^{(1,r)} + E_\theta^{(1,\theta)} + E_\theta^{(2)}$, et l’équation (5.54) est ainsi décomposée en trois termes :

$$E_\theta^{(1,r)} = \omega_{ce} \frac{\beta_r}{1 - \beta_x}, \quad (5.55)$$

$$E_\theta^{(1,\theta)} = \partial_\xi p_\theta, \quad (5.56)$$

$$E_\theta^{(2)} = \frac{\beta_r}{1 - \beta_x} \left(B_x - \left(\frac{1}{r} + \partial_r \right) p_\theta \right). \quad (5.57)$$

Une décomposition similaire est appliquée au champ radial : $E_r = E_r^w + E_r^{(1)} + E_r^{(2)}$, et à l’équation (5.53) qui devient :

$$[(\beta_x - 1)\partial_\xi + \beta_r\partial_r]p_r = (\beta_x - 1)E_r^w + \beta_x \int_{+\infty}^\xi n_e \beta_r d\xi' - \mathcal{F}_r^P, \quad (5.58)$$

$$E_r^{(1)} = -\omega_{ce} \frac{\beta_\theta}{1 - \beta_x}, \quad (5.59)$$

$$E_r^{(2)} = -\frac{\beta_\theta}{1 - \beta_x} \left(B_x - \frac{p_\theta}{r} \right). \quad (5.60)$$

Ici, les indices 1 et 2 se rapportent à l’ordre du terme considéré selon l’amplitude normalisée du champ laser a_0 , l’indice w (« wake ») à l’onde de sillage laser, et l’indice r (θ) à la vitesse v_r (resp. v_θ). Pour la cohérence de nos notations, le champ électrique longitudinal peut être noté $E_x^w \equiv E_x$, décrit par l’équation (5.52).

En l’absence de champ magnétique extérieur, tous ces termes sont identiquement nuls à l’exception de l’équation (5.58), qui correspond alors exactement à l’équation décrivant la dynamique radiale du sillage. Le champ magnétique extérieur n’intervient pas explicitement dans cette équation. En revanche, en régime relativiste, le facteur de Lorentz dépend de la

vitesse azimutale et agit sur toutes les composantes de l'impulsion électronique : un champ magnétique extérieur a ainsi une influence indirecte sur la dynamique radiale et longitudinale des électrons en régime relativiste. En outre, l'équation (5.52) décrivant la dynamique des électrons selon l'axe longitudinal contient une force non-linéaire $\beta_\theta E_\theta$, dépendant de l'existence d'un champ magnétique extérieur ($\beta_\theta = 0$ si $B_0 = 0$).

La perturbation de la dynamique radiale des électrons par l'ajout d'un champ $B_0 \vec{e}_x$ n'est pas étudiée dans le cadre de ce travail analytique.

Un résultat important est que le terme $E_\theta^{(1,r)}$ décrit par l'équation (5.55), combiné à l'équation (5.49), est équivalent à :

$$E_\theta^{(1,r)} = -\omega_{ce} \frac{\partial_r E_x}{(1 - \beta_x)n_e} \quad (5.61)$$

qui est l'analogie du champ transverse rayonné dérivé par Z. Hu et al. [178] en géométrie 1D et en régime de magnétisation transverse, de la forme $E_\perp = \pm b \partial_x E_x / \omega_{pe}$ (voir la section 2.4.4, ainsi que notre modèle décrit au chapitre 4, section 4.1.1). Dans le cas présent, nous trouvons que le champ transverse est proportionnel à la dérivée transverse du champ longitudinal électrostatique de l'onde de sillage. La différence entre ces deux configurations réside dans le dénominateur en $(1 - \beta_x)n_e$, égal à n_e^0 en géométrie 1D mais incluant un terme supplémentaire en géométrie 3D [Eq. (5.51)]. Les composantes de champ THz produites dans ces deux configurations distinctes de champ magnétique extérieur peuvent ainsi s'écrire de façon synthétique sous la forme :

$$\vec{E}_\perp \propto \frac{1}{n_e^0} \left(\vec{B}_0 \times \vec{\nabla} \right) E_x. \quad (5.62)$$

Nous allons à présent établir une simplification de ce modèle suivant un développement perturbatif en fonction de l'amplitude du champ laser. Ce modèle constitue une approximation pour $a_0 \ll 1$, et permet d'éliminer les termes d'ordre deux en a_0 .

Développement perturbatif

Le modèle dérivé précédemment peut être traité par un développement perturbatif, en considérant que $a_0 \ll 1$, soit $|\vec{\beta}| \ll 1$, et en considérant en outre que $\omega_{ce} \ll \omega_0$ ². Sous ces hypothèses, les indices (1) [(2)] des équations (5.55)-(5.60) indiquent une composante du premier [resp. second] ordre en a_0 . En négligeant ici les termes de second ordre, le système d'équations précédent se réduit à :

2. Cette seconde hypothèse est en pratique presque toujours vérifiée. Pour une longueur d'onde laser $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ et un champ magnétique très élevé de 1000 T, $\omega_{ce}/\omega_0 \simeq 0.1$.

$$\partial_\xi \beta_x = E_x + \mathcal{F}_x^P, \quad (5.63)$$

$$\partial_\xi \beta_r = E_r^w + \mathcal{F}_r^P, \quad (5.64)$$

$$\partial_\xi \beta_\theta = E_\theta^{(1,\theta)}, \quad (5.65)$$

$$E_r^{(1)} = -\omega_{ce} \beta_\theta, \quad (5.66)$$

$$E_\theta^{(1,r)} = \omega_{ce} \beta_r, \quad (5.67)$$

$$\partial_\xi E_x = -n_e^0 \beta_x, \quad (5.68)$$

$$\partial_r E_x = -n_e^0 \beta_r, \quad (5.69)$$

$$\partial_r B_x = n_e^0 \beta_\theta, \quad (5.70)$$

$$B_\theta = E_r^{(1)}, \quad (5.71)$$

$$\partial_\xi E_r^w = \partial_r E_x, \quad (5.72)$$

$$\partial_\xi B_x = \frac{1}{r} \partial_r \left[r (E_\theta^{(1,r)} + E_\theta^{(1,\theta)}) \right], \quad (5.73)$$

dont nous déduisons :

$$(\partial_\xi^2 + n_e^0) E_{x,r}^w = -n_e^0 \mathcal{F}_{x,r}^P, \quad (5.74)$$

$$E_\theta^{(1,r)} = -\frac{\omega_{ce}}{n_e^0} \partial_r E_x, \quad (5.75)$$

$$\partial_r \left[\frac{1}{r} \partial_r \left(r E_\theta^{(1,\theta)} \right) \right] - n_e^0 E_\theta^{(1,\theta)} = -\partial_r \left[\frac{1}{r} \partial_r \left(r E_\theta^{(1,r)} \right) \right], \quad (5.76)$$

$$E_r^{(1)} = -\frac{\omega_{ce}}{n_e^0} \partial_r B_x. \quad (5.77)$$

Ce système d'équations indique que $E_x^w \equiv E_x$ et E_r^w correspondent au champ de sillage sans champ magnétique extérieur (indépendants de B_0), que β_r ne dépend pas non plus de B_0 [Eq. (5.64)], que les deux composantes du champ azimutal $E_\theta = E_\theta^{(1,r)} + E_\theta^{(1,\theta)}$ [Eqs. (5.75) et (5.76)], la vitesse azimutale β_θ [Eq. (5.65)] ainsi que le champ B_x [Eq. (5.70)] vérifient

$$E_\theta, \beta_\theta, B_x \propto \omega_{ce}, \quad (5.78)$$

tandis que la composante radiale $E_r^{(1)}$ vérifie [Eq. (5.77)]

$$E_r^{(1)} \propto \omega_{ce}^2. \quad (5.79)$$

L'équation (5.75) correspond à la composante identifiée par P. Sharma et al. [171] (décrite en section 2.4.3) pour des impulsions laser non-relativistes et en supposant $w_0 \gg c\tau_0$, ce qui impliquait notamment que $v_\theta, B_x = 0$. Ici, une seconde contribution azimutale au champ rayonné est mise en évidence [Eq. (5.76)].

Nous allons à présent vérifier la validité de nos prédictions analytiques à partir de simulations PIC.

5.2.2 Simulations PIC quasi-3D avec le code CALDER-Circ

Paramètres des simulations

Les simulations sont réalisées avec le code PIC Calder-Circ décrit en section 2.5.4. Le champ laser oscille à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, avec un profil spatio-temporel gaussien défini par une largeur transverse $w_0 = 10.5 \mu\text{m}$ FWHM et une durée $\tau_0 = 35 \text{ fs}$ FWHM vérifiant la condition de résonance donnée par l'équation (2.213). L'amplitude normalisée du champ est fixée entre $a_0 = 0.5$ et $a_0 = 10$. L'impulsion laser ionise totalement une cible d'hélium constituée d'une rampe en entrée et en sortie de longueurs respectives de $50 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$, encadrant un plateau de densité de $400 \mu\text{m}$. La fréquence plasma après ionisation totale vaut $\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$.

Un champ magnétique statique et uniforme \vec{B}_0 est imposé selon l'axe de propagation x . Son amplitude est comprise entre 0 et 714 T , soit une fréquence cyclotron allant de $\nu_{ce} = 0 \text{ THz}$ à $\nu_{ce} = 20 \text{ THz}$.

Les pas spatiaux et temporel valent respectivement $\Delta x = 0.24 c\omega_0^{-1} = 38.2 \text{ nm} \approx \lambda_0/26$, $\Delta r = 2.4 c\omega_0^{-1} = 382 \text{ nm} \approx w_0/26$ et $\Delta t = 0.22 \omega_0^{-1} = 117 \text{ as}$. La boîte de simulation est constituée de $(N_x = 8340) \times (N_r = 1377) \approx 11.5 \times 10^6$ mailles, les mailles non-vides étant initialisées avec 8 macro-particules, soit un domaine de simulation de dimensions $L_x = N_x \Delta x = 2.0 \times 10^3 c\omega_0^{-1} = 319 \mu\text{m}$, $L_r = N_r \Delta r = 3.30 \times 10^3 c\omega_0^{-1} = 526 \mu\text{m}$ ³ contenant environ 92×10^6 macro-particules. Nous utilisons une fenêtre glissante de la même façon qu'en section 4.2.4. Les simulations sont poursuivies sur $N_t = 35000$ itérations, soit une durée de simulation $N_t \Delta t = 7700 \omega_0^{-1} = 4.09 \text{ ps}$, correspondant à une distance de propagation laser totale $7700 c\omega_0^{-1} = 1.23 \mu\text{m}$.

Le champ laser correspond au mode $m = 1$ de la simulation, tandis que les champs axisymétriques générés dans l'onde de sillage sont décrits par le mode $m = 0$, comme détaillé en section 2.5.4. La décomposition en modes réalisée par le code Calder-Circ suit ainsi la distinction marquée dans notre modèle entre le champ de l'onde laser et les champs de l'onde de sillage.

Régime modérément relativiste

Commençons cette étude en confrontant les prévisions du modèle avec des simulations de plasmas modérément relativistes, soit $a_0 = 0.5$ [Fig. 5.10(a,c)] et $a_0 = 1$ [Fig. 5.10(b,d)]. Le paramètre de magnétisation vaut $b = 0.4$ en figure 5.10(a,c) et $b = 1$ en figure 5.10(b,d). Les cartes de champ azimuthal montrent la génération d'une onde de sillage capable de se propager dans le vide, avec des amplitudes atteignant respectivement 0.4 GV.m^{-1} et 3.2 GV.m^{-1} .

Les figures 5.10(c,d) correspondent à des coupes du champ E_θ en une abscisse ξ donnée où le champ azimuthal présente un maximum. Les simulations PIC (courbes noires) montrent que le champ est nul sur l'axe $r = 0$ et passe par un maximum autour de $r \approx 43 c\omega_0^{-1}$ ($\approx 6.8 \mu\text{m}$).

Ce rayon peut être justifié en résolvant l'équation différentielle (5.74), conduisant à l'expression du gradient transverse du champ longitudinal E_x :

$$\partial_r E_x = \int_{+\infty}^{\xi} k_{pe} \sin[k_{pe}(\xi - \xi')] \partial_r \mathcal{F}_x^P d\xi', \quad (5.80)$$

où

$$\partial_r \mathcal{F}_x^P \propto \partial_r E_0^2 \quad (5.81)$$

qui est maximal en

3. Notons que la dimension transverse est ici définie pour $0 \leq r \leq L_r$, soit une valeur maximale équivalente à celle fixée en section 4.2.2 pour les simulations 2D relativistes du CWR, pour lesquelles $-\frac{L_y}{2} \leq \frac{L_y}{2}$.

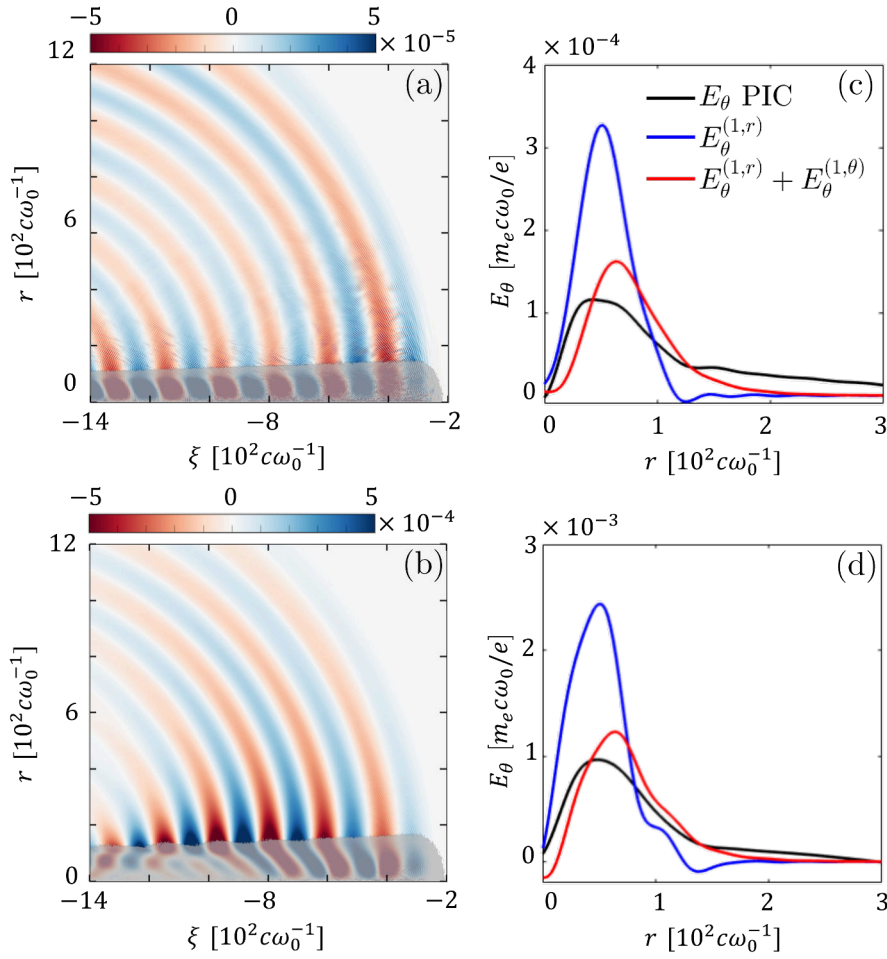


FIGURE 5.10 – (a,b) Cartes de champ THz azimuthal E_θ après 300 μm de propagation dans un plasma d’hélium ($\nu_{pe} = 10$ THz), représenté en nuances de gris. Le maximum laser est en $\xi = -300 c\omega_0^{-1}$. (c,d) Vues en coupe à (c) $\xi = -490 c\omega_0^{-1}$ et (d) $\xi = -475 c\omega_0^{-1}$, correspondant au maximum local atteint par le champ E_θ , qui est filtré selon la direction radiale avec un filtre de Fourier à la fréquence de coupure $\nu_{co} = 45$ THz permettant d’éliminer le bruit numérique inhérent aux simulations PIC. Le champ PIC (en noir) est comparé aux estimations $E_\theta^{(1,r)}$ [Eq. (5.75)] seule ou en y ajoutant la composante $E_\theta^{(1,\theta)}$ [Eq. (5.76)]. L’amplitude laser normalisée et le paramètre de magnétisation valent (a,c) $a_0 = 0.5$, $b = 0.4$ ($\nu_{ce} = 4$ THz) ou (b,d) $a_0 = 1$, $b = 1$ ($\nu_{ce} = 10$ THz). Les champs sont normalisés à $m_e c\omega_0/e = 3.21 \times 10^3$ GV.m $^{-1}$.

$$r = \frac{w_0}{2\sqrt{\ln 2}} \approx 6.3 \mu\text{m}. \quad (5.82)$$

Le champ azimuthal est ainsi maximal à la distance r où le gradient radial de la force pondéromotrice est le plus élevé.

Le champ $E_\theta^{(1,r)}$ peut être estimé directement à partir de l’équation (5.75) et du champ longitudinal E_x de la simulation PIC. Le terme $E_\theta^{(1,\theta)}$ est ensuite obtenu en résolvant l’équation (5.76) dont le terme source est le champ $E_\theta^{(1,r)}$ précédemment calculé. Pour résoudre cette équation, nous faisons appel à la transformée de Hankel selon r (voir [Formulaire](#)) d’ordre 1, qui vérifie [210] :

$$\mathcal{H}_1 \left\{ \partial_r \left(\frac{1}{r} \partial_r (r f(r)) \right) \right\} (s) = -s^2 \widehat{f}(s) \quad (5.83)$$

de sorte que l'équation (5.76) devient

$$\widehat{E}_\theta^{(1,\theta)}(s) = -\frac{s^2}{s^2 + k_{pe}^2} \widehat{E}_\theta^{(1,r)}(s). \quad (5.84)$$

où s est la variable conjuguée de la dimension radiale r .

Nous utilisons un module de calcul de transformation de Hankel discrète implémenté sur Matlab [211]. Ce modèle repose sur un algorithme décrit en référence [212] et permet de calculer la transformée de Hankel de $E_\theta^{(1,r)}$, puis la transformée inverse de l'équation (5.84), c'est-à-dire le champ $E_\theta^{(1,\theta)}$ recherché.

L'estimation semi-analytique $E_\theta^{(1,r)} + E_\theta^{(1,\theta)}$ montre un bon accord avec le champ PIC, et ce pour les deux cas, incluant la configuration $a_0 = 1$. L'estimation $E_\theta^{(1,r)}$ seule surestime le champ azimuthal d'un facteur trois, et éclaireit l'écart que nous pouvons constater (section 2.4.3) entre les amplitudes prévues selon le modèle de A. Saroch et al. [172] ($2.48 \times 10^{-1} \text{ GV.m}^{-1}$) et observées dans leurs simulations ($3.85 \times 10^{-2} \text{ GV.m}^{-1}$) : la vitesse azimuthale acquise par les électrons tend à diminuer l'amplitude du champ THz selon cette direction, ce que les auteurs de ce travail ont négligé par hypothèse.

Régime fortement relativiste

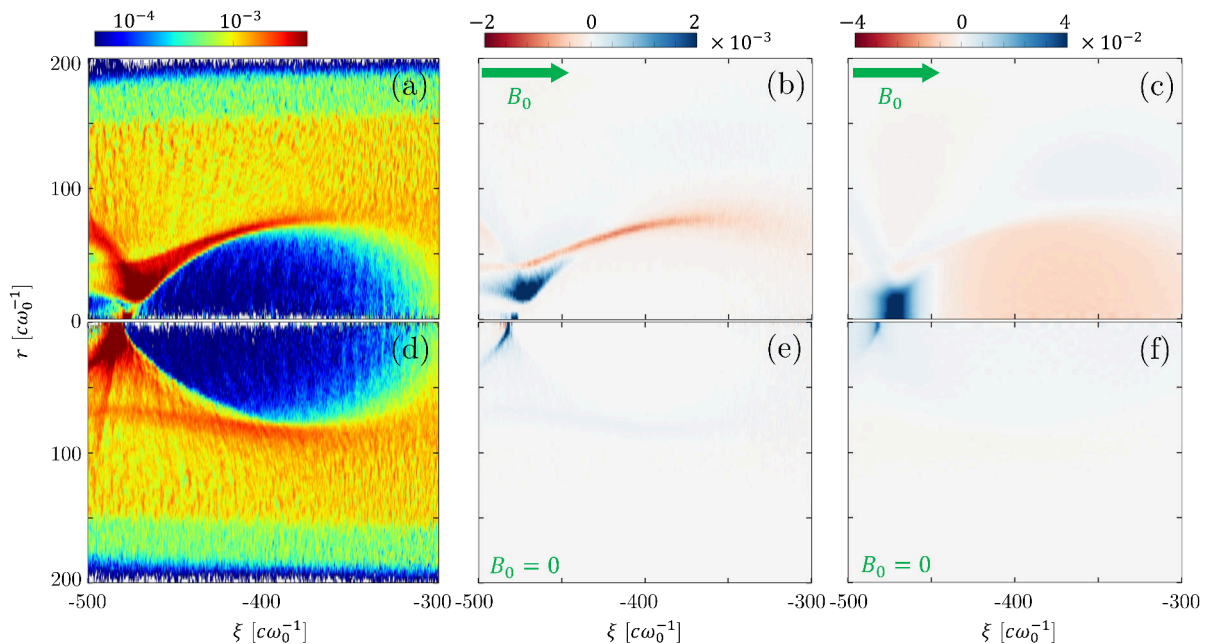


FIGURE 5.11 – Cartes de (a,d) densité $n_e [n_c]$, (b,e) courant azimuthal $J_\theta = -n_e \beta_\theta [cn_c]$ et (c,f) champ magnétique longitudinal $B_x [m_e \omega_0 / e]$ pour $a_0 = 4$, $\nu_{pe} = 10 \text{ THz}$, et (a,b,c) $\nu_{ce} = 10 \text{ THz}$ ou (d,e,f) $\nu_{ce} = 0 \text{ THz}$.

Nous étudions à présent le régime fortement relativiste ($a_0 \gg 1$). Les figures 5.11 et 5.12 sont consacrées au cas magnétisé des figures 5.7(c,d), pour lequel $a_0 = 4$ et $b = 1$ ($\nu_{ce} = \nu_{pe} = 10 \text{ THz}$). En particulier, la figure 5.11(a) permet de visualiser la formation d'un « goulot » à

$\xi = -475 c\omega_0^{-1}$, pour $r \lesssim 20 c\omega_0^{-1} \approx 3.2 \mu\text{m}$, à comparer avec la zone équivalente en l'absence de champ magnétique en figure 5.11(d). Cette zone est marquée par un fort courant azimuthal visible en figure 5.11(b), avec des vitesses azimuthales atteignant localement $\beta_\theta \simeq 0.3$ (la vitesse longitudinale au goulot atteint, elle, des valeurs de l'ordre de $\beta_x \simeq 0.75 - 0.8$). Le champ magnétique résultant (produit par le plasma et n'incluant ainsi pas B_0) est tracé en figure 5.11(c), avec un maximum mesuré à $\max[B_x] = 5.2 \times 10^{-2} m_e \omega_0 / e \simeq 560 \text{ T}$, c'est-à-dire environ 1.5 fois le champ magnétique extérieur B_0 . Le champ magnétique axial total atteint ainsi localement $B_0 + B_x \simeq 935 \text{ T}$.

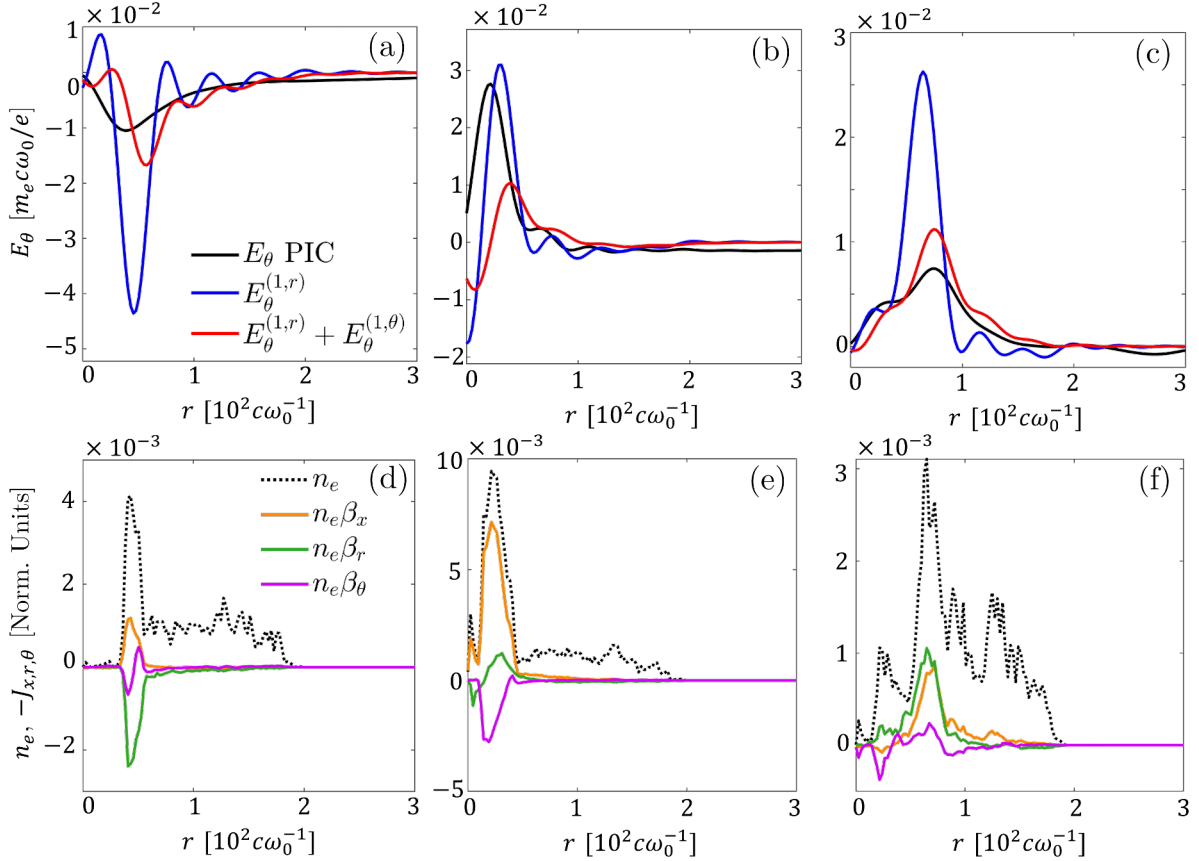


FIGURE 5.12 – (a,b,c) Vues en coupe à (a) $\xi = -450 c\omega_0^{-1}$, (b) $\xi = -475 c\omega_0^{-1}$ et (c) $\xi = -500 c\omega_0^{-1}$ du champ E_θ tracé en figure 5.7, respectivement en amont, dans et en aval du goulot de la bulle visible en figure 5.11. Le champ PIC (en noir) est comparé aux estimations $E_\theta^{(1,r)}$ [Eq. (5.75)] seule (en bleu) ou en y ajoutant la composante $E_\theta^{(1,\theta)}$ [Eq. (5.76)] (en rouge). (d,e,f) Pour les mêmes abscisses, profils de densité électronique $n_e [n_c]$ et de l'opposée du courant $J_{x,r,\theta} = n_e \beta_{x,r,\theta} [cn_c]$.

Les figures 5.12(a), (b) et (c) montrent une coupe du champ PIC en amont, au centre puis en aval du « goulot » de la bulle, respectivement à $\xi = -450 c\omega_0^{-1}$, $\xi = -475 c\omega_0^{-1}$ et $\xi = -500 c\omega_0^{-1}$, comparée avec l'estimation du modèle perturbatif $E_\theta^{(1,r)}$ seul ou additionné à $E_\theta^{(1,\theta)}$. Remarquablement, cette deuxième estimation reste approximativement correcte avant et après le goulot de la bulle, et ce malgré la valeur de a_0 bien supérieure à l'unité. Dans le goulot ($\xi = -475 c\omega_0^{-1}$), l'estimation $E_\theta^{(1,r)}$ seule semble en revanche décrire fidèlement le champ observé⁴, supérieur d'un facteur trois en amplitude par rapport au champ $E_\theta^{(1,r)} + E_\theta^{(1,\theta)}$.

4. La physique en jeu dans la zone du goulot est fortement non-linéaire, si bien que nous n'expliquons pas ce

Sur la fidélité du modèle perturbatif hors de la zone directe du goulot de la bulle, nous proposons l'explication suivante : au voisinage du goulot, le modèle non-approché s'écarte du modèle perturbatif à cause du dénominateur en $1 - \beta_x$ de l'équation (5.61), susceptible de diverger lorsque $\beta_x \sim 1$. En dehors du goulot, β_x reste inférieur à $0.2 - 0.3$, soit des valeurs faiblement relativistes pour lesquelles les résultats de notre modèle perturbatif s'appliquent. Ces valeurs correspondent au rapport des amplitudes des courbes jaunes ($n_e \beta_x$) et noires (n_e) des figures 5.12(d,f). Dans la zone du goulot [Fig. 5.12(e)], ce rapport est au contraire proche de l'unité, soit $\beta_x \simeq 1$. Nous remarquons en outre que les composantes radiale (courbes vertes) et azimutale (courbes roses) de la vitesse électronique restent toujours faiblement relativistes à toutes les abscisses [Figs. 5.12(d-f)].

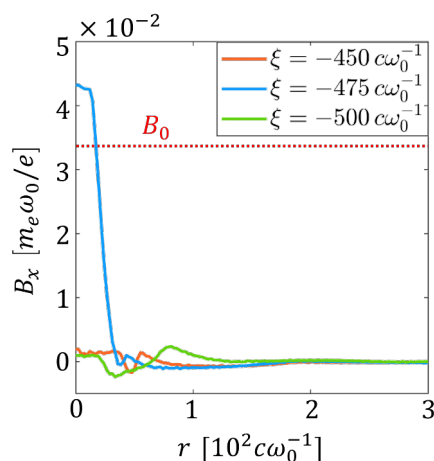


FIGURE 5.13 – Profil radial du champ magnétique B_x (uniquement produit par le plasma et n'incluant donc pas B_0) relevé dans la simulation PIC des figures 5.12(a-f), en amont, dans et en aval du goulot de la bulle situé en $\xi = -475 c\omega_0^{-1}$. L'amplitude du champ magnétique extérieur B_0 est reportée en tirets rouges, pour être comparé avec celle du champ B_x . Les champs magnétiques sont donnés en unités normalisées $m_e\omega_0/e = 1.08 \times 10^4$ T.

En outre, le terme $E_\theta^{(2)}$ décrit par l'équation (5.57), qui est négligé dans le développement perturbatif car d'ordre 2 en a_0 , peut être comparé avec le terme $E_\theta^{(1,r)}$ non-approché [Eq. (5.56)], ce qui revient à comparer B_0 avec la fonction $B_x - (\frac{1}{r} + \partial_r)p_\theta$. La figure 5.13 indique que $B_x \ll B_0$ avant et après le goulot (comparer la hauteur respective des courbes orange/verte avec la valeur de B_0 donnée par les tirets rouges), tandis que B_x excède B_0 au cœur du goulot. Tous ces éléments indiquent que la dynamique du plasma reste suffisamment douce hors du goulot, et que le modèle perturbatif peut y être appliqué avec succès. En particulier, les lois d'échelle en ω_{ce} et ω_{ce}^2 pour E_θ et E_r doivent rester valables même aux intensités relativistes. Nous allons les étudier dans la section suivante, consacrée au taux de conversion laser-THz de ce phénomène, notamment aux intensités relativistes et à forte magnétisation.

5.2.3 Efficacité de conversion laser-THz

Nous allons déterminer le taux de conversion laser-THz pour les simulations PIC que nous venons d'étudier. Pour une composante $i = (r, \theta)$ donnée, ce taux est défini comme :

résultat et n'avons pas déterminé s'il s'agissait d'une coïncidence ou non. Cette correspondance des champs PIC avec l'estimation la plus simple $E_\theta^{(1,r)}$ semble néanmoins relativement robuste en faisant varier ω_{ce} et/ou a_0 dans nos simulations. Un travail analytique et numérique supplémentaire serait nécessaire pour valider ce résultat.

$$\eta_i(t) = \frac{\int_{x,r} |E_{i,m=0}(t)|^2 2\pi r dx dr}{\int_{x,r,\theta} |\vec{E}_{m=1}(t \simeq 0)|^2 r dx dr d\theta}, \quad (5.85)$$

où l'énergie laser est déterminée par le mode de Fourier $m = 1$ à une itération où l'impulsion laser vient d'entrer dans la boîte de simulation⁵, et le champ basse-fréquence par le mode $m = 0$. D'après les développements analytiques de la section précédente, le champ E_θ doit varier avec une loi d'échelle en ω_{ce} , soit

$$\eta_\theta \propto \omega_{ce}^2. \quad (5.86)$$

En outre, la composante E_r variant en ω_{ce}^2 , il vient naturellement

$$\eta_r \propto \omega_{ce}^4. \quad (5.87)$$

Variation du taux de conversion avec la fréquence cyclotron

Pour vérifier ces prédictions analytiques, nous commençons par une étude à intensité laser non-relativiste, soit $a_0 = 0.5$, en faisant varier la fréquence cyclotron entre 0 et 20 THz. La fréquence plasma vaut toujours $\nu_{pe} = 10$ THz : ainsi, le paramètre de magnétisation varie entre $b = 0$ et $b = 2$. La valeur de η_θ et η_r à la dernière itération est relevée pour chaque simulation⁶. Les résultats obtenus sont tracés en figure 5.14(a), en courbes pleines, et sont comparés avec les lois d'échelle (5.86) et (5.87) en courbes pointillées. La forte concordance observée confirme la pertinence du modèle dérivé précédemment.

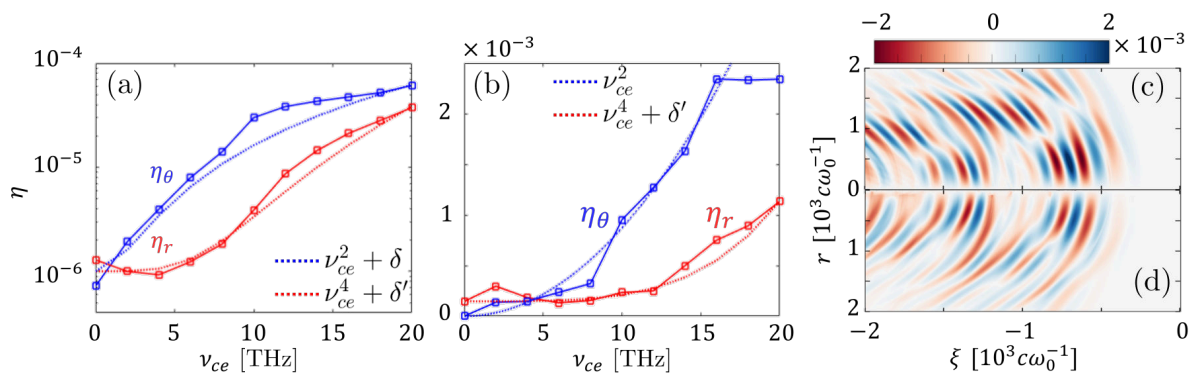


FIGURE 5.14 – (a,b) Efficacités de conversion η_r (courbes rouges) et η_θ (courbes bleues) extraites des simulations PIC (courbes pleines) pour $\nu_{pe} = 10$ THz, une amplitude laser normalisée fixée à (a) $a_0 = 0.5$ ou (b) $a_0 = 4$, pour un champ magnétique produisant une fréquence cyclotron variable $0 \leq \nu_{ce} \leq 20$ THz. Les courbes pointillées correspondent à des lois d'échelle. (c,d) Champs (c) azimutal et (d) radial relevés dans tout le domaine et en fin de simulation (dernière itération) du cas le plus fortement magnétisé ($\nu_{ce} = 20$ THz) de la figure (b).

5. À ce moment de la simulation, le champ électromagnétique est uniquement laser, et uniquement et totalement décrit par le mode $m = 1$. Le calcul de l'énergie électromagnétique de ce mode à cet instant revient ainsi à calculer l'énergie laser initiale. Plus tard, lorsque l'onde laser interagit avec le gaz et forme une onde plasma, une partie de cette énergie est transférée au mode $m = 0$, qui correspond aux champs axisymétriques, soit à ceux de l'onde plasma et du rayonnement THz qu'elle produit.

6. Ces simulations utilisent une « fenêtre glissante », ce qui signifie que le domaine de simulation suit l'impulsion laser à la vitesse de la lumière.

Il est néanmoins nécessaire de corriger cette loi d'échelle au voisinage du cas limite $\nu_{ce} \sim 0$, où subsistent des composantes résiduelles générées par le sillage non- ou faiblement magnétisé, en ajoutant un terme empirique $\delta = \eta_{r,\theta}(\nu_{ce} = 0)$. Ce terme reste inférieur d'un à deux ordres de grandeur aux taux de conversion relevés à plus forte magnétisation.

La contribution η_θ reste dominante d'un ordre de grandeur dans le domaine $0.5 \lesssim b \lesssim 1.5$ par rapport à η_r : le champ émis est majoritairement polarisé selon la direction azimutale.

Étudions à présent le régime relativiste. En réalisant la même étude pour $a_0 = 4$, nous obtenons la figure 5.14(b). Dans ce régime non-linéaire, la loi d'échelle reproduit correctement les résultats issus des simulations. Nous constatons ainsi une croissance importante des taux de conversion η_θ et η_r avec la fréquence cyclotron proche de ν_{ce}^2 et ν_{ce}^4 , respectivement, atteignant pour $\nu_{ce} = 20$ THz la valeur record $\eta_\theta + \eta_r = 3.5 \times 10^{-3}$. Une forte rupture de pente s'observe à $b = 1$ pour η_θ , qui est multipliée par 3 entre $\nu_{ce} = 8$ THz et $\nu_{ce} = 10$ THz. Notons aussi l'apparition d'un phénomène de saturation de η_θ pour $\nu_{ce} \geq 16$ THz ($b \geq 1.6$), qui n'existait pas en régime non-relativiste, et qui doit être analogue à la saturation du champ THz produit lorsque b augmente et atténuée l'onde de sillage décrite en figure 4.12 pour la configuration $\vec{B}_0 \perp \vec{e}_x$ considérée au chapitre 4.

L'efficacité de conversion du champ radial, η_r , présente des valeurs non-négligeables à $\nu_{ce} \sim 0$ en figure 5.14(b). Ici, nous attribuons l'énergie produite au phénomène de rayonnement de transition cohérent (CTR) décrit en section 2.3.6. Dans le régime de la bulle, un faisceau d'électrons accélérés par l'onde de sillage à des vitesses relativistes franchit l'interface plasma-vide et génère un champ polarisé radialement. Il doit être noté qu'une partie de ce champ correspond au champ propre, électrostatique, des électrons et ne constitue pas une source de rayonnement. L'énergie calculée en intégrant le carré du champ radial dans le domaine de simulation, c'est-à-dire η_r après normalisation par l'énergie laser, ne fait pas la distinction entre le champ propre et le champ électromagnétique généré par CTR. Ainsi, le taux de conversion laser-THz se rapportant uniquement au champ électromagnétique effectivement rayonné dans le vide doit être inférieur au η_r mesuré pour $\nu_{ce} \sim 0$. J. Déchard et al. [157] ont pu estimer, pour une configuration proche des interactions considérées ici, que l'énergie du CTR représentait environ 25% de l'énergie totale mesurée, ce qui ramène η_r à une moindre contribution rayonnée.

Au-delà des premières valeurs de ν_{ce} , le sillage magnétisé se développe et produit une composante radiale qui contient une part progressivement croissante du rayonnement THz émis. Les figures 5.14(c,d) montrent la carte des composantes E_θ et E_r à la dernière itération de la simulation, soit bien après que les champs laser et THz ont quitté le canal plasma, dans le cas relativiste ($a_0 = 4$) le plus fortement magnétisé ($\nu_{ce} = 20$ THz). Ces figures montrent que le champ E_r atteint des amplitudes du même ordre de grandeur que le champ E_θ . En outre, la forme générale du champ exclut bien un quelconque rayonnement de transition cohérent : il s'agit bien d'un rayonnement de sillage magnétisé. Le CTR est ainsi inhibé par l'augmentation du champ magnétique extérieur qui empêche l'injection d'électrons dans le sillage (voir annexe B), et remplacé par un rayonnement de sillage plus intense.

Les composantes E_r et E_θ présentent une différence de phase de l'ordre de $\pi/2$. Ceci implique que dans ce régime de forte magnétisation, la polarisation locale devient elliptique, avec une composante selon \vec{e}_θ et une autre selon \vec{e}_r .

Variation du taux de conversion avec l'amplitude laser normalisée

Finalement, nous pouvons nous intéresser à l'influence de l'intensité laser sur les taux de conversion obtenus. La figure 5.15(a) correspond à une étude à $\nu_{ce} = \nu_{pe} = 10$ THz fixés et a_0 variant entre 1 et 10. Un ensemble de simulations équivalentes, mais dépourvues de champ magné-

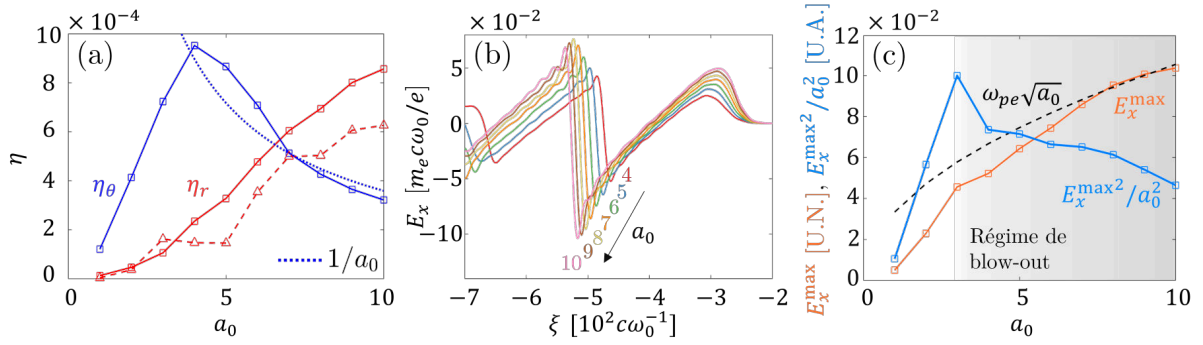


FIGURE 5.15 – (a) Efficacités de conversion η_r (courbes rouges) et η_θ (courbe bleue) extraites des simulations PIC (courbes pleines) pour $\nu_{pe} = 10$ THz, une amplitude laser normalisée variable avec $1 \leq a_0 \leq 10$, pour un champ magnétique produisant une fréquence cyclotron fixée à $\nu_{ce} = 0$ (tirets) ou $\nu_{ce} = 10$ THz (courbes pleines). La courbe pointillée correspond à une loi d'échelle en $1/a_0$. (b) Champ électrique longitudinal E_x sur l'axe ($x, r = 0$) dans la région de la bulle pour les cas vérifiant $4 \leq a_0 \leq 10$. (c) Valeur extrême E_x^{\max} des champs E_x sur l'axe ($x, r = 0$) pour tous les cas ($1 \leq a_0 \leq 10$) exprimés en $m_e c \omega_0 / e = 3.21 \times 10^3$ GV.m $^{-1}$ (courbe orange), comparée avec l'estimation (5.88) de cette valeur issue des lois d'échelle en régime de bulle (tirets noirs). La courbe bleue (en unités arbitraires) correspond au calcul de $E_x^{\max 2} / a_0^2$. La zone grise correspond au domaine du régime de blow-out.

tique externe (triangles rouges), est aussi réalisée pour comparer les résultats obtenus. Lorsque $B_0 = 0$ T, aucune énergie électromagnétique n'est relevée dans la direction \vec{e}_θ , et une énergie croissant continûment avec a_0 l'est pour \vec{e}_r . Ce champ radial correspond au champ généré par les oscillations radiales du plasma [91], puis à partir de $a_0 = 4$, au champ produit par le CTR du faisceau d'électrons accélérés, additionné au champ propre du faisceau qui représente environ 75% de l'énergie selon cette direction de polarisation. Le rendement réel (c'est-à-dire ne comprenant que l'énergie électromagnétique du champ THz) est ainsi significativement inférieur à la courbe en tirets rouges présentée en figure 5.15(a).

Lorsque $B_0 = 357$ T ($\nu_{ce} = 10$ THz), la composante azimutale étudiée dans cette section apparaît. L'énergie associée croît linéairement de $\eta_\theta = 1.2 \times 10^{-4}$ pour $a_0 = 1$ jusqu'à $\eta_\theta = 9.5 \times 10^{-4}$ à $a_0 = 4$, soit un gain d'un ordre de grandeur en énergie. De la même façon que pour le CWR étudié au chapitre 4, nous attribuons ce gain à la non-linéarité croissante de l'onde de sillage avec l'augmentation de l'amplitude du champ laser, influençant directement l'amplitude THz produite [voir, par exemple, l'équation (5.61)].

L'efficacité de conversion η_θ décroît en revanche à partir de $a_0 = 4$. Ce résultat peut être justifié en considérant que le régime de la bulle s'établit autour de $a_0 = 4$. Selon l'équation (2.235), le champ E_x varie alors, dans la bulle, comme $E_x = \frac{n_e}{2} \zeta$, où ζ est la distance au centre de la bulle. Ce comportement est visible en figure 5.15(b) dans laquelle nous avons tracé le profil du champ E_x sur l'axe de propagation laser dans la région de la bulle pour les cas $a_0 \geq 4$, montrant une forme générale du champ en dents de scie, avec une variation approximativement linéaire dans la bulle (entre $\xi \approx -500 c\omega_0^{-1}$ et $\xi \approx -300 c\omega_0^{-1}$). Dès lors, la valeur extrême du champ E_x , et donc celle de $E_\theta \propto \partial_r E_x$, varie proportionnellement au rayon de la bulle donné par la condition $k_{pe} R = 2\sqrt{a_0}$ [Eq. (2.234)], c'est-à-dire comme

$$\begin{aligned}\max |E_x| &= \frac{\omega_{pe}^2}{2} R, \\ &= \omega_{pe} \sqrt{a_0}.\end{aligned}\tag{5.88}$$

L'estimation issue de ce modèle est comparée en figure 5.15(c) aux résultats de simulation, avec une concordance correcte à partir de $a_0 \simeq 4$ [courbe orange et tirets noirs en figure 5.15(c)]. Le taux de conversion s'écrivant comme le rapport des carrés du champ THz $E_\theta \propto \sqrt{a_0}$ et du champ laser $E_L \propto a_0$, il est attendu varier comme

$$\eta_\theta \propto \frac{1}{a_0}\tag{5.89}$$

en régime de blow-out, ce qui correspond à la variation de η_θ pour $a_0 \geq 4$ observée en figure 5.15(a). En outre, l'estimation à partir des simulations PIC de $\max |E_x|^2/a_0^2$ reproduit la tendance générale de η_θ , avec une croissance linéaire suivie d'une décroissance dans le régime du blow-out à partir de $a_0 \simeq 4$ [courbe bleue en figure 5.15(c)].

La composante radiale de l'énergie THz mesurée reste faible devant son équivalent azimutal à toutes les valeurs d'amplitude laser, confirmant que la source THz majeure réside ici dans l'onde de sillage magnétisée. Les détails de ce résultat, abordant en particulier l'efficacité du rayonnement de transition cohérent, sont donnés en annexe B.

5.3 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'influence d'un champ magnétique orienté selon l'axe de propagation du champ laser sur la génération de rayonnements THz. Dans un premier temps, nous avons étudié son effet sur le mécanisme des photocourants. Nous avons montré qu'il était susceptible d'influencer le spectre émis en rétrodiffusion, en autorisant ou interdisant certaines bandes de fréquences, ainsi que de générer des champs THz polarisés elliptiquement. Il ne permet pas d'augmenter l'efficacité de génération de champ THz : l'amplitude du champ rétrodiffusé décroît avec la force du champ laser selon une loi d'échelle que nous avons comparée avec des simulations. Pour le champ THz émis vers l'avant au cours de la propagation de l'impulsion laser dans le plasma, le taux de conversion laser-THz des photocourants est à peine affecté par le champ magnétique extérieur. Lorsque le champ laser est polarisé circulairement, le champ magnétique brise la symétrie existant entre les deux configurations d'hélicité en régime non-magnétisé ; l'une des deux permet de générer un faible surplus d'énergie, et l'autre produit l'effet inverse.

Nous avons ensuite étudié le phénomène de sillage 3D magnétisé axialement. Nous avons établi un modèle analytique prédisant l'existence de composantes de champ basse-fréquence liées à la dérivée transverse du champ de l'onde de sillage, de façon analogue au phénomène déjà décrit auparavant par le modèle de Z. Hu et al. [178] en configuration de magnétisation transverse (section 4.1.1). Le rayonnement généré ici est majoritairement azimutal, bien qu'une composante radiale soit prédite par le modèle et observée dans les simulations. Celle-ci devient non-négligeable lorsque le champ magnétique augmente et que le paramètre de magnétisation b devient supérieur à l'unité.

Nous avons étudié pour la première fois ce phénomène à partir de simulations PIC aux intensités laser relativistes et à forte magnétisation, où les lois d'échelle prévues par notre modèle en

$E_\theta \propto \omega_{ce}$ et $E_r \propto \omega_{ce}^2$ ont été confirmées.

Nous avons ainsi pu démontrer qu'en géométrie quasi-3D, des amplitudes de champ THz très élevées, de l'ordre de plusieurs dizaines de GV.m^{-1} , sont susceptibles d'être générées par l'onde de sillage fortement magnétisée d'une impulsion laser ultra-intense à des taux de conversion élevés, de l'ordre de quelques 10^{-3} .

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Conclusion

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse portaient sur la génération de rayonnements THz par des interactions laser-plasma dans les gaz.

Les rayonnements THz, leur production et leur détection constituent un sujet d'étude dans des domaines variés qui ont été rappelés au chapitre 1. Cette gamme de fréquences permet des interactions fines avec la matière au niveau moléculaire, qui ouvrent la voie à de nombreuses applications incluant la spectroscopie à distance de molécules organiques, l'étude, voire le traitement de certains cancers, la modification des propriétés physico-chimiques de la matière, la tomographie atomique sans chauffage de matériaux solides, etc.

Ces applications nécessitent pour certaines des champs THz intenses (atteignant ou dépassant le GV.m^{-1}) et/ou à large bande (avec un spectre couvrant plusieurs dizaines de THz), propriétés qui ne sont en général pas accessibles par la plupart des émetteurs THz (diodes, lasers THz ou QCL, antennes photoconductrices...). L'une des voies explorées pour générer des champs THz présentant les caractéristiques recherchées est la conversion non-linéaire de fréquences d'une impulsion laser opérant dans le domaine visible ou infrarouge proche, vers les infrarouges lointains et les fréquences THz. Cette méthode est le principe de base de la rectification optique d'une impulsion laser dans un matériau (convertisseur solide) non-linéaire, qui reste néanmoins limitée par le seuil de dommage en fluence laser du matériau utilisé et par un spectre d'émission relativement étroit.

Une seconde voie possible est l'utilisation d'un plasma comme convertisseur vers les fréquences THz. Lors de l'interaction entre une impulsion laser intense ($I_0 \gtrsim 10^{12-13} \text{ W.cm}^{-2}$) et un gaz, une partie des électrons initialement liés est susceptible d'être ionisée par le champ laser, produisant un plasma. Ce milieu est un mélange de charges libres (électrons et ions), électriquement conducteur, dans lequel ces charges mises en mouvement par le champ laser agissent comme des sources de champs électromagnétiques opérant à des fréquences possiblement différentes de la fréquence laser, liées aux phénomènes de conversion mis en jeu. Ceux-ci dépendent fortement de l'intensité laser employée, qui est un paramètre déterminant pour le processus de conversion laser-THz mis en œuvre et qui occupe une place centrale dans ce travail de thèse. Un second paramètre déterminant est la densité électronique du plasma, dont la valeur détermine la fréquence plasma électronique ω_{pe} . Celle-ci appartient au domaine THz pour un gaz sous-dense (mettant en jeu une densité largement inférieure à la densité critique à la longueur d'onde laser considérée). L'emploi d'une impulsion laser suffisamment intense ($I_0 \gtrsim 10^{15-16} \text{ W.cm}^{-2}$) permet d'exciter des oscillations électroniques autour de sites ioniques à la fréquence plasma du fait de la force pondéromotrice du champ laser, qui s'apparente à une force de pression lumineuse proportionnelle au gradient de l'intensité laser.

En outre, un champ magnétique extérieur est capable d'agir sur la dynamique des électrons par l'intermédiaire de la force de Lorentz. La fréquence cyclotron électronique ω_{ce} , proportionnelle à la force du champ magnétique imposé, appartient aussi au domaine THz lorsque l'amplitude du champ magnétique extérieur est de l'ordre de 10 – 1000 T. Dès lors, la création de modes plasma magnétisés à partir de cette fréquence cyclotron constitue une voie prometteuse pour la modulation ou l'amplification de champs THz par des interactions laser plasma.

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés principalement au phénomène des photocourants ainsi qu'à l'émission de rayonnements THz par un sillage laser magnétisé, en nous concentrant en particulier sur le régime de forte amplitude laser (régime dit relativiste, dans lequel la vitesse des électrons atteint des fractions non-négligeables de la vitesse de la lumière). Nous avons étudié l'influence de la polarisation de l'onde laser incidente en comparant les configurations de polarisation linéaire et circulaire, et dans le cas de plasmas magnétisés, nous nous sommes intéressés à l'influence de l'orientation du champ magnétique (orienté perpendiculairement ou parallèlement à la direction de propagation laser). En outre, toujours pour des plasmas magnétisés, nous nous sommes concentrés sur le régime de forte magnétisation, très peu étudié dans la littérature, dans lequel la fréquence cyclotron associée aux électrons est supérieure à la fréquence plasma.

Le chapitre 2 a été consacré à la description de l'état de l'art et des modèles fondamentaux en physique des interactions laser-plasma. Le système formé par les équations de Maxwell et l'équation de Vlasov permet de décrire la dynamique d'un plasma et son interaction avec les champs électromagnétiques présents. La génération du plasma par l'ionisation tunnel d'atomes hydrogénoïdes est décrite par la théorie d'Ammosov, Delone et Krainov, étendue au cas d'un champ ionisant oscillant aux hautes fréquences laser (modèle ADK instantané).

À partir de ces fondements théoriques, nous avons pu résumer les principales sources THz identifiées dans le passé en suivant l'augmentation progressive de l'amplitude laser normalisée a_0 . Ainsi, pour les amplitudes considérées les plus faibles ($a_0 < 10^{-2}$), le gaz est faiblement ionisé et l'interaction laser-gaz est sujette à l'effet Kerr, conséquence de la polarisation non-linéaire du gaz (réponse des électrons liés du milieu). Pour des intensités plus élevées ($a_0 \gtrsim 10^{-2}$), le phénomène des photocourants se développe. Ces deux mécanismes effectuent une conversion non-linéaire de fréquences vers le domaine THz lorsque le champ laser employé possède deux composantes de couleur, les photocourants étant dominant devant l'effet Kerr lorsque l'ionisation du gaz entre en jeu.

En augmentant davantage l'intensité laser ($a_0 \sim 0.1$), le gaz est susceptible d'être totalement ionisé. En outre, la force pondéromotrice laser croît avec l'intensité employée. Cette force basse-fréquence excite une oscillation de la densité électronique, formant une onde plasma dans le sillage de l'impulsion laser. La fréquence d'oscillation d'une telle onde appartient au domaine THz pour les gaz sous-denses courants, constituant une source potentielle de rayonnement. Néanmoins, l'onde de sillage, associée à un champ électrostatique, n'est pas propagative.

Aux intensités laser élevées ($a_0 \gtrsim 1$), les électrons accélérés dans le champ laser atteignent des vitesses proches de celle de la lumière. Dans ce régime dit relativiste, l'onde de sillage devient non-linéaire. Sous réserve de respecter des conditions de résonance entre les paramètres géométriques de l'impulsion laser et la densité du plasma créé, les électrons sont totalement chassés de l'axe de propagation laser par la force pondéromotrice, formant une cavité vide d'électrons à l'arrière de l'impulsion laser (régime de blowout). Dans ce régime, des électrons sont susceptibles d'être piégés dans le champ de l'onde de sillage et d'être accélérés à des vitesses proches de celle de la lumière. Ces électrons sont ensuite capable de produire un rayonnement de transition au passage de l'interface plasma-vide, dont le spectre appartient au domaine THz. Les travaux principaux issus de la littérature consacrée à l'influence d'un champ magnétique

extérieur ont aussi été résumés. Un tel champ est susceptible de moduler le rayonnement THz produit par les photocourants (en régime d'interaction non-relativiste), lorsqu'il est imposé selon l'axe de propagation laser, en enrichissant le spectre des photocourants des fréquences générées en magnétisation axiale [126]. En régime faiblement relativiste, la même configuration de champ magnétique est capable de se coupler à la dynamique transverse des électrons mis en mouvement par la force pondéromotrice laser, produisant un rayonnement de sillage étudié en régime de faible magnétisation ($\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$) [171, 172]. Lorsque le champ magnétique est orienté orthogonalement à l'axe de propagation laser, la relation de dispersion correspondante montre que l'onde de sillage magnétisée contient une composante transverse, propagative, capable de se propager dans le vide. Cet effet suit le principe de rayonnement Cherenkov entre l'onde électromagnétique produite et la source excitatrice, ici l'onde de sillage plasma. Il a été mis en évidence analytiquement [127], puis numériquement [175] et enfin expérimentalement [176] dans les trois dernières décennies, aux intensités laser faiblement et fortement relativistes. En revanche, il n'avait jamais été étudié en régime de forte magnétisation ($\omega_{ce} \geq \omega_{pe}$).

Nous avons enfin présenté dans ce chapitre 2 les modèles numériques employés au cours de la thèse, à savoir un modèle 0D développé dans le cadre de la thèse et résolvant les équations fluides de la dynamique plasma, le code de simulation de l'équation de propagation Uppe résolvant l'équation de Helmholtz non-linéaire dans le domaine de Fourier, et le code Particle-in-Cell (PIC) Calder résolvant le système d'équations de Maxwell-Vlasov, en géométrie 1D, 2D, voire quasi-3D (quasi-circulaire) pour la version Calder-Circ.

Dans le chapitre 3, nous avons présenté les résultats obtenus au cours de cette thèse concernant la génération d'impulsions THz par les photocourants en configuration de polarisation laser variable. L'objectif principal de cette étude était de proposer un modèle expliquant le gain d'énergie rayonnée avec une onde laser polarisée circulairement, rapporté dans les simulations et les expérimentations passées.

Pour cela, nous avons élargi le modèle des photocourants aux états de polarisation laser elliptiques. Le modèle ainsi obtenu reproduit fidèlement les caractéristiques rapportées : lorsque les deux composantes de l'onde laser oscillent linéairement dans le même plan (LP-P), le champ THz produit varie proportionnellement à l'amplitude de l'harmonique seconde, ainsi qu'au sinus de la différence de phase entre les deux couleurs (optimale en $\pi/2$). En revanche, lorsque les composantes laser sont polarisées circulairement avec la même hélicité (CP-S), le champ THz généré est polarisé linéairement, avec une amplitude que nous avons démontrée proportionnelle à l'amplitude de l'harmonique fondamentale laser, ce qui explique le gain en énergie THz dans cette configuration par rapport à la précédente. Ici, notre modèle ainsi que les données expérimentales précédemment publiées sur le sujet [128] confirment une polarisation THz linéaire, avec un axe d'oscillation dépendant de la différence de phase entre les deux couleurs, et une puissance THz rayonnée indépendante de cette différence de phase.

Nous avons aussi étudié deux autres configurations considérées comme moins performantes : une configuration de polarisation laser linéaire où les deux composantes de couleur sont orthogonales (LP-O), et une configuration où les deux couleurs sont polarisées circulairement avec une hélicité opposée (CP-C). Notre modèle analytique reproduit les mesures expérimentales antérieures et montre que le champ laser en configuration CP-C, fortement symétrique, conduit à une interférence destructive des photocourants ce qui détruit le champ THz produit. La configuration LP-O génère toujours un champ THz orienté selon l'harmonique deux et inférieur d'un facteur 2 à 4 en amplitude à l'équivalent en configuration LP-P.

Ces résultats qualitatifs ont été vérifiés par des simulations Uppe dédiées, qui ont confirmé les prévisions de notre modèle analytique, avec toutefois un résultat nouveau : en configuration CP-C, une perturbation minime de la configuration circulaire parfaite (appelée « quasi CP-C »,

ou CP-C elliptique) conduit à l'apparition d'un champ THz qui, bien que moindre en comparaison aux configurations LP-P et CP-S, est néanmoins bien supérieur au champ THz quasi-nul prédit par le modèle analytique.

Nous avons finalement exposé les principaux résultats obtenus dans le cadre d'expériences réalisées en lien avec cette thèse, dans lesquelles les deux harmoniques laser sont préalablement séparées en deux bras distincts et leur polarisation sélectionnée parmi les configurations étudiées, avant d'être focalisées et de former un filament laser de quelques millimètres dans l'air. Ces expériences confirment la relation d'ordre sur les énergies THz associées aux différents états de polarisation laser, la configuration CP-S produisant une puissance THz environ quatre fois supérieure à son équivalent LP-P. Si la polarisation THz en configuration LP-P est bien linéaire, elle est en revanche mesurée pratiquement isotrope en configuration CP-S, signifiant ici que l'énergie collectée dépendant peu de l'angle du polariseur. Ce résultat va à l'encontre des résultats rapportés dans la littérature ainsi que ceux de notre modèle analytique, et nous l'expliquons par une imperfection sur l'alignement des deux harmoniques laser, conduisant à la formation d'un rayonnement THz qui présente une polarisation localement linéaire mais spatialement variable (du fait de la décorrélation entre le profil de densité plasma et celui de la différence de phase locale entre les harmoniques laser). L'énergie THz totale mesurée dépend alors peu de l'angle du polariseur, tous les états de polarisation représentant une fraction similaire de l'impulsion THz globale. Une erreur d'alignement des deux couleurs laser conduit en revanche à une anisotropie spatiale de la fluence THz mesurée expérimentalement, adoptant une forme en « nouvelle lune ».

L'importance de l'alignement transverse des faisceaux a été vérifiée par des simulations Uppe dans lesquelles l'erreur d'alignement a pu être contrôlée et son influence sur la forme du champ THz estimée. Ces simulations reproduisent les comportements expérimentalement rapportés ci-dessus, permettant en retour d'estimer l'erreur sur l'alignement des faisceaux dans ces expériences.

Dans le chapitre 4, nous avons étudié la production de rayonnement THz en régime de magnétisation transverse (champ magnétique orthogonal à l'axe de propagation laser). Nous avons commencé par dériver un modèle original, quasi-statique et unidimensionnel en régime de magnétisation arbitraire (axial ou transverse) décrivant la formation simultanée de champ THz par les photocourants ainsi que par rayonnement de sillage Cherenkov (CWR). Ce deuxième phénomène n'existe qu'à la condition de choisir un champ magnétique orienté selon la direction transverse. Nous avons ensuite comparé les photocourants et le CWR à partir de simulations PIC 1D. La dynamique des photocourants est peu affectée par le champ magnétique extérieur et les champs THz générés saturent, de même qu'en régime non-magnétisé, à partir du seuil d'intensité laser permettant une ionisation totale du gaz. Le CWR, lui, voit son efficacité de conversion augmenter avec l'intensité laser, atteignant quelques 10^{-3} aux intensités relativistes, pour des champs THz (1D) relevés à plusieurs centaines de GV.m^{-1} .

Nous nous sommes alors intéressés au CWR en régime de forte magnétisation ($\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$) et ultra-haute intensité laser, en étendant l'étude à une géométrie 2D. Nous avons proposé un modèle d'ondes planes de CWR pour un angle d'émission arbitraire, confirmant que ce phénomène produit un champ THz majoritairement émis selon la direction parallèle à l'axe de propagation laser. Des taux de conversion en énergie de quelques 10^{-3} , ainsi que des champs THz record atteignant des amplitudes de plusieurs centaines de GV.m^{-1} , ont été relevés dans des simulations PIC 2D, confirmant la pertinence de ce domaine d'interaction jusque là non étudié dans la littérature. En particulier, nous avons pu montrer que lorsque la fréquence cyclotron électronique dépasse la fréquence plasma, le champ THz généré dans le plasma est capable d'être transmis sans perte à travers l'interface plasma-vide en sortie. En régime

relativiste, nous avons néanmoins montré la nécessité de prendre en compte la dynamique relativiste des électrons, et en particulier les corrections relativistes aux deux fréquences (plasma et cyclotron électroniques), avec un critère de transmission de la forme $b \equiv \frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} \geq \sqrt{\gamma}$, où γ est le facteur de Lorentz des électrons. Nous avons aussi montré que l'augmentation de la fréquence cyclotron pouvait conduire à un amortissement de l'onde de sillage, constituant un seuil de champ magnétique au-delà duquel l'efficacité de conversion laser-THz décroît avec l'augmentation de la force du champ magnétique. Enfin, à partir de simulations PIC 2D, nous avons étudié l'effet des gradients de densité transverses du plasma, générés par l'ionisation ou par la forme du jet de gaz employé. Nous avons pu montrer que le critère de transmission pour les gradients longitudinaux était aussi valable pour les gradients transverses. Cette étude a ainsi permis d'étendre la compréhension de la dynamique du CWR à un domaine jusqu'alors délaissé, dans lequel le mécanisme est performant pour la génération de rayonnement THz.

Dans le chapitre 5, nous nous sommes enfin intéressés à la génération de rayonnements THz en configuration de magnétisation axiale. Ce chapitre était constitué de deux parties. Dans la première, nous avons repris l'étude 1D en modifiant l'orientation du champ magnétique et en le dirigeant selon l'axe de propagation laser. Des simulations PIC 1D ont permis de mettre en évidence les photocourants comme la seule source de champs THz dans cette géométrie, avec une faible incidence du champ magnétique sur le champ THz transmis (émis vers l'avant par rapport au sens de déplacement de l'impulsion laser). Celui-ci permet néanmoins de faire apparaître une composante de champ THz orthogonale à la direction de polarisation de l'onde laser, lorsque celle-ci est polarisée linéairement.

Nous avons ensuite étudié le champ rétrodiffusé (émis vers l'arrière à l'interface vide-plasma, en amont du plasma) en régime magnétisé. Celui-ci est elliptique, voire quasi-circulaire après introduction d'un champ magnétique axial. Nous avons proposé un modèle négligeant les termes de propagation, et donc adapté à la description du champ émis dans le vide à l'arrière du plasma, et comparé les spectres prédits par ce modèle avec les spectres observés dans les simulations PIC 1D. Ici, l'introduction d'un champ magnétique extérieur permet de moduler le spectre des photocourants en y introduisant les fréquences de résonance et de coupure propres à la relation de dispersion d'un plasma magnétisé axialement. En outre, ce modèle permet de prédire le comportement général de l'amplitude THz produite en fonction des fréquences plasma et cyclotron électroniques ; elle décroît avec l'augmentation du champ magnétique.

Revenant à l'étude des champs THz produits dans le plasma et transmis selon la direction de propagation laser, nous nous sommes aussi intéressés aux configurations mêlant polarisation laser variable et champ magnétique axial. En reprenant le modèle analytique des photocourants mis à profit au chapitre 3, nous avons pu montrer qu'en régime magnétisé, l'efficacité de conversion de la configuration CP-S dépendait de l'hélicité choisie et du signe du champ magnétique, un cas menant à une légère diminution par rapport à l'équivalent non-magnétisé, l'autre à une légère augmentation. Cette prévision a été confirmée par les taux de conversion calculés dans les simulations PIC 1D, les variations restant néanmoins minimales du fait du rapport très faible entre la fréquence cyclotron et la fréquence laser. Cette effet pourrait néanmoins devenir majeur dans le cas d'une fréquence cyclotron plus élevée (champ magnétique plus intense, excédant les 1000 T) et d'une fréquence laser plus faible, certains systèmes laser actuels (de type CO₂) étant capable d'opérer à des longueurs d'onde dix fois plus élevées (de l'ordre de 10 μm).

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à cette configuration de champ magnétique en géométrie 3D, pour laquelle nous avons rapporté des champs THz ultra-forts oscillant à la fréquence plasma et atteignant plusieurs dizaines de $\text{GV}\cdot\text{m}^{-1}$ en régime relativiste et de forte magnétisation. Pour expliquer ce résultat nouveau, nous avons dérivé un modèle d'onde de sillage en régime magnétisé prédisant la génération d'une composante de l'onde de sillage polarisée selon

la direction azimutale et liée au couplage entre le champ magnétique extérieur et la dynamique radiale des électrons. La dépendance du champ THz azimutal à la dérivée radiale du champ électrostatique ($E_{\perp} \approx -bc\partial_r E_x$) est formellement analogue à la solution équivalente de Z. Hu et al. [178] en régime de magnétisation transverse ($E_{\perp} = \pm bc\partial_x E_x$), étudié au chapitre 4. Notre modèle prédit en outre l'apparition d'une composante de vitesse électronique azimutale ainsi que d'un champ magnétique axial auto-généré par le plasma, ces deux effets étant déjà cités dans la littérature consacrée à la dynamique électronique en régime de magnétisation axiale. Enfin, notre modèle prédit l'apparition d'une composante radiale de champ THz, créée par le couplage entre la dynamique azimutale des électrons et le champ magnétique axial, qui n'a jamais été rapportée ailleurs à notre connaissance.

Une version approchée, perturbative, de notre modèle non-linéaire a aussi été dérivée. Elle fournit des estimations simples des champs électromagnétiques produits, et permet surtout de dégager des lois d'échelle inédites reliant l'amplitude des champs THz à la force du champ magnétique extérieur.

Nous avons enfin confronté ce modèle à des simulations PIC quasi-3D, en nous intéressant au régime de forte magnétisation qui est particulièrement prometteur pour la génération de champs THz ultra-forts d'après nos résultats du chapitre 4. La concordance entre le modèle perturbatif et les données de simulation est satisfaisante, et ce en régime modérément comme fortement relativiste. Dans ces deux régimes, les lois d'échelle prévues se sont révélées correctes, avec une variation en ω_{ce}^2 de l'énergie THz portée par la composante azimutale et une variation en ω_{ce}^4 pour son équivalent radial. Des taux de conversion élevés (dépassant quelques 10^{-3}) ont été relevés aux intensités laser relativistes et pour les magnétisations les plus élevées.

Perspectives

Ce travail de thèse a permis de mettre en évidence des sources de rayonnements THz impliquant une onde de sillage laser ultra-intense et atteignant, voire dépassant les amplitudes THz les plus élevées recensées dans les travaux publiés sur de tels rayonnements. Les photocourants, même magnétisés, saturent aux hautes intensités laser pour le gaz utilisé dans la majeure partie de nos études (l'hélium). L'utilisation de gaz atomiques différents possédant des couches électroniques en plus grand nombre, avec des niveaux d'ionisation plus élevés, permettrait d'augmenter l'efficacité de conversion à des intensités laser plus élevées. Cependant les études que nous avons réalisées sur l'effet d'un champ magnétique sur ce phénomène ne permettent pas de prévoir une augmentation notable des rendements du fait de la présence d'un champ magnétique extérieur.

Plusieurs pistes peuvent être envisagées pour poursuivre ce travail, en étudiant l'effet de la magnétisation sur des schémas d'interaction non abordés dans cette thèse, tels que l'effet d'un angle d'incidence laser non-nul à l'interface vide-plasma [213–216], l'utilisation d'une longueur d'onde laser plus élevée [157], des états de polarisation laser différents (par exemple via des vortex optiques) [217], ou encore en approfondissant l'effet du champ magnétique sur le rayonnement de transition cohérent. En particulier, un champ magnétique orienté transversalement permet d'accélérer des faisceaux d'électrons hors-axe [182, 183], ce qui pourrait conduire à la production d'un rayonnement de transition cohérent non encore étudié à notre connaissance.

L'étude que nous avons menée sur la génération de champ THz par une onde de sillage magnétisée parallèlement à l'axe de propagation laser a produit des résultats importants dans ce régime d'interaction peu examiné dans le passé. En particulier, à notre connaissance, aucune réalisation expérimentale de ce phénomène n'a été conduite à ce jour. Pour cela, une possibilité serait de s'inspirer de l'expérience de Yugami et al. [176], qui ont mis expérimentalement

en évidence le CWR. Néanmoins, atteindre des régimes de forte magnétisation nécessiterait l'emploi de sources de champ magnétique bien plus intenses que celle utilisée par ces auteurs, un aimant permanent dont le champ induit ne dépasse pas 0.6 T. Une possibilité serait de diminuer la densité du plasma, conduisant à une décroissance de la fréquence plasma et donc une augmentation relative de la fréquence cyclotron. Une autre serait de repenser le principe du montage en employant un champ magnétique généré par un aimant pulsé ou des méthodes exploitant la compression de flux électromagnétique présentées au chapitre 1, permettant de générer des champs magnétiques de plusieurs centaines de teslas.

Bien que les dispositifs disponibles de génération de champs magnétiques intenses soient délicats à introduire dans les chambres d'expérience laser-plasma de type LMJ¹ ou NIF², de tels outils existent et des expériences sont actuellement réalisées pour amplifier des champs magnétiques modérés (« seed », 30 – 50 T) à des valeurs supérieures au kilotesla. Ainsi, la magnétisation du plasma dans le contexte de la fusion par confinement inertiel est un moyen prometteur pour augmenter le rendement du processus et abaisser le seuil d'ignition [218] ou augmenter le taux de neutrons de fusion [219]. Des expériences sont en cours de conception pour tester ce mécanisme sur le LMJ [220] ou sur le laser OMEGA³ [221]. Bien que des impulsions laser nanosecondes soient utilisées sur ces systèmes laser de grande taille, utiliser le contenu spectral des champs mesurés dans le domaine GHz-THz comme des diagnostics pourrait s'avérer intéressant pour la compréhension de la physique impliquée dans de tels plasmas magnétisés.

Alternativement, des études sont aussi menées sur la génération d'impulsions électromagnétiques géantes [222], opérant dans le domaine GHz-THz en régime d'ultra-haute intensité laser, où des lignes laser picosecondes hautement énergétiques tels que PETAL⁴ ou OMEGA-EP⁵ sont utilisées sur des cibles solides. Comprendre et extraire le contenu spectral de ces expériences pourrait être utile pour les applications THz en champ fort dans le futur et pour trouver des parades afin de limiter les dangers liés à ces champs basse-fréquences sur les diagnostics environnants. Nos résultats montrent que le couplage de tels champs avec un champ magnétique élevé pourrait peut-être aider à contrôler leur nature et leur orientation.

1. Laser MegaJoule, à Bordeaux.
2. National Ignition Facility, à Livermore (États-Unis).
3. Situé à Rochester (États-Unis).
4. PETawatt Aquitaine Laser, à Bordeaux.
5. OMEGA Extended Performance, à Rochester (États-Unis).

Annexes

Annexe A Modèle de photocourants avec champ magnétique axial

L'équation de courant fluide 1D magnétisée [Eq. (2.257)] s'écrit, en négligeant la force pondéromotrice \vec{F}^P :

$$\partial_t(\gamma\vec{J}_\perp) = \frac{e^2}{m_e}n_e\vec{E}_\perp - \frac{e}{m_e}\vec{J}_\perp \times \vec{B}_0, \quad (\text{A.1})$$

où l'indice \perp renvoie aux composantes dans le plan transverse (y, z). Nous considérons en outre que le facteur de Lorentz est constant dans le membre de gauche, ce qui conduit à

$$\partial_t(\vec{J}_\perp) = \frac{e^2}{\gamma m_e}n_e\vec{E}_\perp - \frac{e}{\gamma m_e}\vec{J}_\perp \times \vec{B}_0. \quad (\text{A.2})$$

Nous introduisons alors les notations

$$E_\perp = E_z + iE_y, \quad (\text{A.3})$$

$$J_\perp = J_z + iJ_y, \quad (\text{A.4})$$

permettant d'écrire l'équation de courant sous la forme :

$$(\partial_t + i\tilde{\omega}_{ce}) J_\perp = \epsilon_0\tilde{\omega}_{pe}^2(t)E_\perp, \quad (\text{A.5})$$

qui fait intervenir les fréquences plasma [Eq. (2.214)] et cyclotron électroniques [Eq. (2.249)] relativistes.

L'équation de Helmholtz [Eq. (2.15)] s'écrit en outre en géométrie 1D :

$$(c^{-2}\partial_t^2 - \partial_x^2)\vec{E}_\perp = \epsilon_0^{-1}\partial_t\vec{J}_\perp. \quad (\text{A.6})$$

Décomposons alors le champ électrique et le courant électronique en une composante liée à l'onde laser et une composante liée à la réponse du plasma, soit :

$$E_\perp = E_\perp^L + \delta E_\perp, \quad (\text{A.7})$$

$$J_\perp = J_\perp^L + \delta J_\perp, \quad (\text{A.8})$$

où la composante plasma est supposée de faible amplitude en comparaison de la composante laser. Dès lors, en faisant l'hypothèse que l'impulsion laser n'est pas perturbée par le plasma et que le plasma n'est pas perturbé par le champ généré, il vient $\delta J_\perp = 0$ et :

$$(c^{-2}\partial_t^2 - \partial_x^2)E_\perp^L = 0, \quad (\text{A.9})$$

$$c^{-2}\partial_t\delta E_\perp = \epsilon_0^{-1}J_\perp^L, \quad (\text{A.10})$$

où la première équation décrit la propagation d'une onde dans le vide (l'influence du plasma sur l'onde laser étant négligée), et la seconde la génération d'un champ stationnaire relié à la dynamique des courants électroniques induits par le champ laser. En injectant cette seconde équation dans l'équation de courant (A.5), nous obtenons finalement l'équation :

$$(\partial_t^2 + i\tilde{\omega}_{ce}\partial_t + \tilde{\omega}_{pe}^2) E_\perp = S_\perp^L, \quad (\text{A.11})$$

où S_\perp^L est un terme source vérifiant

$$S_{\perp}^L(t) = -\tilde{\omega}_{pe}^2(t)E_{\perp}^L(t). \quad (\text{A.12})$$

Cette équation différentielle linéaire du deuxième ordre avec second membre peut être résolue en supposant que le coefficient $\tilde{\omega}_{pe}$ appliqué sur le champ THz rayonné est constant dans le membre de gauche. En introduisant la condition initiale $E_{\perp}^L(t \leq 0) = 0$, la solution s'écrit :

$$\delta E_{\perp}(t) = \int_0^t S_{\perp}^L(u) \frac{\sin[\Delta^{1/2}(t-u)]}{\Delta^{1/2}} \exp\left[-i\tilde{\omega}_{ce} \frac{t-u}{2}\right] du \quad (\text{A.13})$$

où

$$\Delta = \tilde{\omega}_{pe}^2 + \frac{\tilde{\omega}_{ce}^2}{4}. \quad (\text{A.14})$$

De façon équivalente, la transformée de Fourier en temps (voir [Formulaire](#)) de l'équation (A.11) permet d'obtenir directement le spectre des composantes du champ généré :

$$\delta \widehat{E}_y = \frac{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2) \widehat{S}_y^L - i\omega \tilde{\omega}_{ce} \widehat{S}_z^L}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2)^2 - \omega^2 \tilde{\omega}_{ce}^2}, \quad (\text{A.15})$$

$$\delta \widehat{E}_z = \frac{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2) \widehat{S}_z^L + i\omega \tilde{\omega}_{ce} \widehat{S}_y^L}{(\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2)^2 - \omega^2 \tilde{\omega}_{ce}^2}. \quad (\text{A.16})$$

Ce modèle décrit la production d'un champ électrique par l'intermédiaire du terme source $S_{\perp}^L = -\epsilon_0^{-1} \partial_t J_{\perp}^L$ qui correspond aux photocourants générés lors de l'ionisation du gaz par le champ laser. Le modèle de courant local, décrit en section 2.3.2, postule ainsi que le champ généré vaut $\delta E_{\perp}^{\text{LC}} \propto S_{\perp}^L$.

Les fréquences de résonance des équations (A.15) et (A.16), c'est-à-dire les zéros de leur dénominateur, correspondent aux fréquences de coupure de la relation de dispersion d'un plasma magnétisé axialement ω_L et ω_R , dérivées en section 2.4.2.

En l'absence de champ magnétique, le spectre des composantes générées s'écrit simplement :

$$\delta \widehat{E}_y = \frac{\widehat{S}_y^L}{\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2}, \quad (\text{A.17})$$

$$\delta \widehat{E}_z = \frac{\widehat{S}_z^L}{\omega^2 - \tilde{\omega}_{pe}^2}, \quad (\text{A.18})$$

dont la fréquence de résonance est la fréquence de coupure d'un plasma non-magnétisé ω_{pe} , et le champ associé est :

$$\delta \vec{E}_{\perp}(t) = \int_0^t \vec{S}_{\perp}^L(u) \frac{\sin[\tilde{\omega}_{pe}(t-u)]}{\tilde{\omega}_{pe}} du. \quad (\text{A.19})$$

Annexe B Rayonnement de transition cohérent en régime de magnétisation axiale

Nous nous intéressons ici à la composante η_r du taux de conversion laser-THz lorsque a_0 varie en régime relativiste [courbe rouge pleine de la figure 5.15], étudiée en section 5.2.3. Nous observons une croissance douce et continue du taux de conversion, partant d'une valeur négligeable en $a_0 = 1$ pour atteindre 8×10^{-4} en $a_0 = 10$.

Pour $a_0 < 4$, l'énergie doit être attribuée au rayonnement de sillage radial produit dans un plasma magnétisé, tel que mis en avant dans le chapitre 5. Il est intéressant de constater que cette énergie ne dépasse pas la valeur de son équivalent en régime non magnétisé dans ce domaine d'amplitude laser.

A partir de $a_0 = 4$, le sillage rentre dans un régime de bulle et du rayonnement est produit par CTR lorsque des faisceaux d'électrons piégés par le potentiel de la bulle sont accélérés à des vitesses relativistes et franchissent l'interface plasma-vide. Ce résultat est bien connu en régime non-magnétisé, mais pas en régime magnétisé.

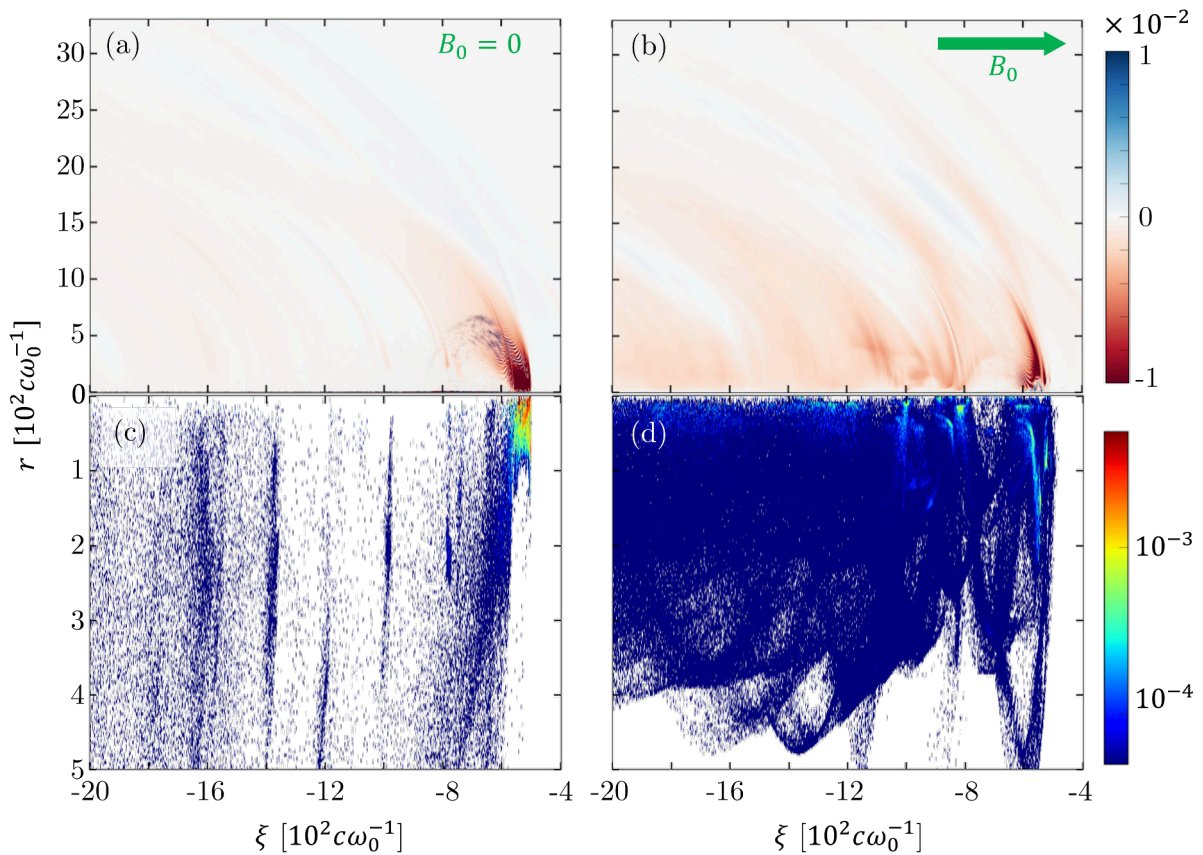


FIGURE B.1 – Cartes de (a,b) champ radial E_r et (c,d) densité électronique pour $a_0 = 10$, pour (a,c) $B_0 = 0$ T ou (b,d) $B_0 = 357$ T, issues de la dernière itération de simulations PIC étudiées en figure 5.15.

La figure B.1 montre les cartes de champ radial et de densité électronique pour $a_0 = 10$, avec ou sans champ magnétique extérieur, lors de la dernière itération des simulations. Le faisceau laser, dont le maximum est localisé en $\xi = -300 \mu\text{m}$, est à environ $600 \mu\text{m}$ du canal plasma. Lorsque $B_0 = 0$ T [Figs. B.1(a,c)], un faisceau d'électrons accélérés est visible autour de $\xi \simeq -550 c\omega_0^{-1}$. Le champ correspondant est visible en figure B.1(a), exhibant la forme caractéristique du champ

émis par CTR, avec une onde sphérique s'étendant à partir de $r = 0$ et de l'abscisse du faisceau d'électrons. Ici, le faisceau d'électrons et le champ associé sont encore superposés.

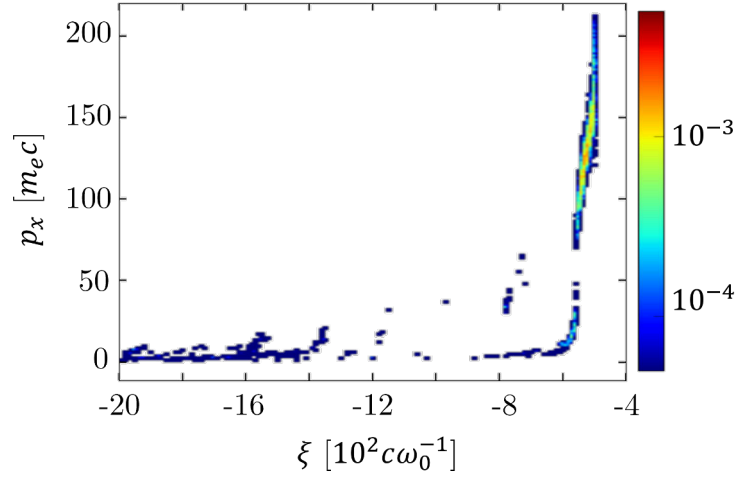


FIGURE B.2 – Espace des phases (ξ, p_x) des électrons sur l'axe $(x, r = 0)$ dans le cas $a_0 = 10$, $B_0 = 0$ T correspondant aux figures B.1(a,c).

Observer la séparation du champ électromagnétique se déplaçant à c et du champ propre du faisceau [de dimension caractéristique L_b , qui peut être estimée comme $L_b \simeq 60 c \omega_0^{-1} \simeq 10 \mu\text{m}$ en figure B.1(a)] se déplaçant à la vitesse β nécessiterait de poursuivre la simulation sur une distance nommée distance de séparation, qui s'exprime comme

$$L_s = \frac{L_b}{1 - \beta}, \quad (\text{B.1})$$

$$= (1 + \beta)\gamma^2 L_b, \quad (\text{B.2})$$

$$\simeq 2\gamma^2 L_b, \quad (\text{B.3})$$

où la dernière équation est valable dans le régime hautement relativiste $\beta \simeq 1$. Dans ce même régime, et en négligeant d'éventuelles contributions transverses, le facteur de Lorentz du faisceau s'écrit $\gamma = \sqrt{1 + p_x^2} \simeq p_x$, soit

$$L_s \simeq 2p_x^2 L_b. \quad (\text{B.4})$$

L'espace des phases (ξ, p_x) du faisceau d'électrons dans le vide, donné en figure B.2, montre que l'impulsion moyenne atteinte par les électrons du faisceau est de l'ordre de $p_x \simeq 130 m_e c$, soit une distance de séparation

$$L_s = 32 \text{ cm}, \quad (\text{B.5})$$

largement supérieure à la distance totale parcourue par l'impulsion laser dans nos simulations, de l'ordre du millimètre.

En régime magnétisé [Figs. B.1(b,d)], le faisceau d'électrons présente un profil détérioré par rapport au faisceau précédent (non-magnétisé), avec la formation d'un « nuage » d'électrons très peu dense de plusieurs centaines de μm de long et de large. Un signal pouvant être relié à du CTR est visible en figure B.1(b), son extension spatiale étant néanmoins réduite par rapport au cas non-magnétisé. En outre, un champ électrostatique associé au nuage électronique diffus est visible dans tout le domaine, correspondant au champ propre de ce nuage d'électrons.

Cette figure nous permet de conclure qu'en régime magnétisé, le CTR est probablement dégradé par rapport à son équivalent non-magnétisé. Ceci (combiné à la fraction non-négligeable d'énergie non-électromagnétique reliée au champ propre, et ce même pour le CTR non-magnétisé) nous amène à modérer son apparente importance en figure 5.15. La source dominante de rayonnement THz reste le rayonnement de sillage magnétisé.

Annexe C Liste des publications

C.1 Articles

C. Tailliez, A. Stathopoulos, S. Skupin, D. Buožius, I. Babushkin, V. Vaičaitis, L. Bergé, Terahertz pulse generation by two-color laser fields with circular polarization, *New J. Phys.* 22(10), 103038 (2020)

C. Tailliez, X. Davoine, A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz pulse generation by strongly magnetized, laser-created plasmas, *Phys. Rev. Lett.* 128(17), 174802 (2022)

C. Tailliez, X. Davoine, A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz pulse generation by laser-created, strongly magnetized plasmas : a one-dimensional study, *Eur. Phys. J. Spec. Top.* (2023)

C. Tailliez, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz pulse generation from relativistic laser wakes in axially magnetized plasmas, accepté à la publication dans *Phys. Rev. Res.* (2023)

C.2 Présentations orales

C. Tailliez, X. Davoine, L. Gremillet, A. Debayle and L. Bergé, Terahertz pulse generation by laser-created, magnetized plasmas, *Conférence CLEO/Europe-EQEC* (2021), pp. 1-1

C. Tailliez, X. Davoine, L. Gremillet, A. Debayle and L. Bergé, Ultrastrong terahertz Cerenkov Wake Radiation by highly magnetized, laser-created plasmas, *Conférence CLEO US* (2022)

Bibliographie

- [1] J. C. Maxwell, A dynamical theory of the electromagnetic field, *Phil. Trans. R. Soc.* **155**, 459 (1865). [p. 1]
- [2] H. Hertz, *Electric Waves* (Dover, New York, 1962). [p. 1]
- [3] T. H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* **186**, 493 (1960). [p. 1]
- [4] A. Nguyen, Contrôle de rayonnements térahertz intenses produits par lasers femtosecondes et applications à la détection de molécules, Thèse de Doctorat Paris Saclay (COMUE) (2019). [pp. 2, 45, 48 et 55]
- [5] R. A. Lewis, A review of terahertz sources, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **47**(37), 374001 (2014). [p. 2]
- [6] P. Y. Han et X.-C. Zhang, Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy, *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1747 (2001). [p. 2]
- [7] C. Fattinger et D. Grischkowsky, Point source terahertz optics, *Applied Physics Letters* **53**(16), 1480 (1988). [p. 2]
- [8] A. Leitenstorfer, S. Hunsche, J. Shah, M. C. Nuss, W. H. Knox, Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling : Experiment and theory, *Appl. Phys. Lett.* **74**(11), 1516 (1999). [p. 2]
- [9] D. J. Cook et R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, *Opt. Lett.* **25**(16), 1210 (2000). [p. 2]
- [10] N. Karpowicz, J. Dai, X. Lu, Y. Chen, M. Yamaguchi, H. Zhao, X.-C. Zhang, L. Zhang, C. Zhang, M. Price-Gallagher, C. Fletcher, O. Mamer, A. Lesimple, K. Johnson, Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire “terahertz gap”, *Applied Physics Letters* **92**(1), 011131 (2008). [p. 3]
- [11] J. Dai, X. Xie, X.-C. Zhang, Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases, *Phys. Rev. Lett.* **97**(10), 103903 (2006). [p. 3]
- [12] L. Bergé, K. Kaltenecker, S. Engelbrecht, A. Nguyen, S. Skupin, L. Merlat, B. Fischer, B. Zhou, I. Thiele, P. U. Jepsen, Terahertz spectroscopy from air plasmas created by two-color femtosecond laser pulses : The ALTESSE project, *Eur. Phys. Lett.* **126**(2), 24001 (2019). [pp. 3 et 52]
- [13] J.-H. Son, S. J. Oh, H. Cheon, Potential clinical applications of terahertz radiation, *Journal of Applied Physics* **125**(19), 190901 (2019). [p. 3]

- [14] V. Wallace, A. Fitzgerald, S. Shankar, N. Flanagan, R. Pye, J. Cluff, D. Arnone, Terahertz pulsed imaging of basal cell carcinoma ex vivo and in vivo, *British Journal of Dermatology* **151**(2), 424 (2004). [p. 3]
- [15] Y. C. Sim, J. Y. Park, K.-M. Ahn, C. Park, J.-H. Son, Terahertz imaging of excised oral cancer at frozen temperature, *Biomed. Opt. Express* **4**(8), 1413 (2013). [p. 3]
- [16] H. Cheon, H.-j. Yang, S.-H. Lee, Y. A. Kim, J.-H. Son, Terahertz molecular resonance of cancer DNA, *Scientific Reports* **6**(1), 37103 (2016). [p. 3]
- [17] H. Cheon, J. H. Paik, M. Choi, H.-J. Yang, J.-H. Son, Detection and manipulation of methylation in blood cancer DNA using terahertz radiation, *Scientific Reports* **9**(1), 6413 (2019). [p. 3]
- [18] T. Bowman, M. El-Shenawee, L. K. Campbell, Terahertz transmission vs reflection imaging and model-based characterization for excised breast carcinomas, *Biomed. Opt. Express* **7**(9), 3756 (2016). [p. 4]
- [19] K. Fan, H. Y. Hwang, M. Liu, A. C. Strikwerda, A. Sternbach, J. Zhang, X. Zhao, X. Zhang, K. A. Nelson, R. D. Averitt, Nonlinear Terahertz Metamaterials via Field-Enhanced Carrier Dynamics in GaAs, *Phys. Rev. Lett.* **110**(21), 217404 (2013). [p. 4]
- [20] C. Lange, T. Maag, M. Hohenleutner, S. Baierl, O. Schubert, E. R. J. Edwards, D. Bougeard, G. Woltersdorf, R. Huber, Extremely Nonperturbative Nonlinearities in GaAs Driven by Atomically Strong Terahertz Fields in Gold Metamaterials, *Phys. Rev. Lett.* **113**(22), 227401 (2014). [p. 4]
- [21] F. Langer, M. Hohenleutner, C. P. Schmid, C. Poellmann, P. Nagler, T. Korn, C. Schüller, M. S. Sherwin, U. Huttner, J. T. Steiner, S. W. Koch, M. Kira, R. Huber, Lightwave-driven quasiparticle collisions on a subcycle timescale, *Nature* **533**(7602), 225 (2016). [p. 4]
- [22] B. Mayer, C. Schmidt, A. Grupp, J. Bühler, J. Oelmann, R. E. Marvel, R. F. Haglund, T. Oka, D. Brida, A. Leitenstorfer, A. Pashkin, Tunneling breakdown of a strongly correlated insulating state in VO₂ induced by intense multiterahertz excitation, *Phys. Rev. B* **91**(23), 235113 (2015). [p. 4]
- [23] C. Vicario, M. Shalaby, C. P. Hauri, Subcycle Extreme Nonlinearities in GaP Induced by an Ultrastrong Terahertz Field, *Phys. Rev. Lett.* **118**(8), 083901 (2017). [pp. 4 et 8]
- [24] R. Mankowsky, A. Subedi, M. Först, S. O. Mariager, M. Chollet, H. T. Lemke, J. S. Robinson, J. M. Glowia, M. P. Minitti, A. Frano, M. Fechner, N. A. Spaldin, T. Loew, B. Keimer, A. Georges, A. Cavalleri, Nonlinear lattice dynamics as a basis for enhanced superconductivity in YBa₂Cu₃O_{6.5}, *Nature* **516**(7529), 71 (2014). [p. 4]
- [25] K. A. Grishunin, N. A. Ilyin, N. E. Sherstyuk, E. D. Mishina, A. Kimel, V. M. Mukhortov, A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, M. B. Agranat, THz Electric Field-Induced Second Harmonic Generation in Inorganic Ferroelectric, *Scientific Reports* **7**(1), 687 (2017). [p. 4]
- [26] X. Yang, C. Vaswani, C. Sundahl, M. Mootz, P. Gagel, L. Luo, J. H. Kang, P. P. Orth, I. E. Perakis, C. B. Eom, J. Wang, Terahertz-light quantum tuning of a metastable emergent phase hidden by superconductivity, *Nature Materials* **17**(7), 586 (2018). [p. 4]

- [27] K. Kitano, N. Ishii, J. Itatani, High degree of molecular orientation by a combination of THz and femtosecond laser pulses, *Phys. Rev. A* **84**(5), 053408 (2011). [p. 4]
- [28] F. Novelli, L. R. Pestana, K. C. Bennett, F. Sebastiani, E. M. Adams, N. Stavrias, T. Ockelmann, A. Colchero, C. Hoberg, G. Schwaab, T. Head-Gordon, M. Havenith, Strong Anisotropy in Liquid Water upon Librational Excitation using Terahertz Laser Fields (2018), arXiv :1809.04261. [p. 4]
- [29] J. L. LaRue, T. Katayama, A. Lindenberg, A. S. Fisher, H. Öström, A. Nilsson, H. Ogasawara, THz-Pulse-Induced Selective Catalytic CO Oxidation on Ru, *Phys. Rev. Lett.* **115**(3), 036103 (2015). [pp. 4 et 5]
- [30] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, R. Huber, Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves, *Nature Photonics* **5**(1), 31 (2011). [p. 4]
- [31] P. Salén, M. Basini, S. Bonetti, J. Hebling, M. Krasilnikov, A. Y. Nikitin, G. Shamuilov, Z. Tibai, V. Zhaunerchyk, V. Goryashko, Matter manipulation with extreme terahertz light : Progress in the enabling THz technology, *Physics Reports* **836-837**, 1 (2019). [pp. 4, 5 et 7]
- [32] M. A. Sentef, A. F. Kemper, A. Georges, C. Kollath, Theory of light-enhanced phonon-mediated superconductivity, *Phys. Rev. B* **93**(14), 144506 (2016). [p. 5]
- [33] X. Li, T. Qiu, J. Zhang, E. Baldini, J. Lu, A. M. Rappe, K. A. Nelson, Terahertz field-induced ferroelectricity in quantum paraelectric SrTiO₃, *Science* **364**(6445), 1079 (2019). [p. 5]
- [34] B. C. Pein, W. Chang, H. Y. Hwang, J. Scherer, I. Coropceanu, X. Zhao, X. Zhang, V. Bulović, M. Bawendi, K. A. Nelson, Terahertz-Driven Luminescence and Colossal Stark Effect in CdSe–CdS Colloidal Quantum Dots, *Nano Letters* **17**(9), 5375 (2017). [p. 5]
- [35] S. Baiertl, J. H. Mentink, M. Hohenleutner, L. Braun, T.-M. Do, C. Lange, A. Sell, M. Fiebig, G. Woltersdorf, T. Kampfrath, R. Huber, Terahertz-Driven Nonlinear Spin Response of Antiferromagnetic Nickel Oxide, *Phys. Rev. Lett.* **117**(19), 197201 (2016). [p. 5]
- [36] H. Fröhlich, Long-range coherence and energy storage in biological systems, *International Journal of Quantum Chemistry* **2**(5), 641 (1968). [p. 5]
- [37] I. V. Lundholm, H. Rodilla, W. Y. Wahlgren, A. Duelli, G. Bourenkov, J. Vukusic, R. Friedman, J. Stake, T. Schneider, G. Katona, Terahertz radiation induces non-thermal structural changes associated with Fröhlich condensation in a protein crystal, *Structural Dynamics* **2**(5), 054702 (2015). [p. 5]
- [38] F. Novelli, B. Guchhait, M. Havenith, Towards Intense THz Spectroscopy on Water : Characterization of Optical Rectification by GaP, OH1, and DSTMS at OPA Wavelengths, *Materials* **13**(6), 1311 (2020). [p. 5]
- [39] S. H. Lee, Y. K. Lee, S.-H. Lee, J. Kwak, H. S. Song, M. Seo, Detection and discrimination of SARS-CoV-2 spike protein-derived peptides using THz metamaterials, *Biosensors and Bioelectronics* **202**, 113981 (2022). [p. 5]

- [40] A. Vella, J. Houard, L. Arnoldi, M. Tang, M. Boudant, A. Ayoub, A. Normand, G. Da Costa, A. Hideur, High-resolution terahertz-driven atom probe tomography, *Sci. Adv.* **7**(7), eabd7259 (2021). [pp. 5 et 6]
- [41] H. Ogasawara, D. Nordlund, A. Nilsson, Ultrafast Coherent Control and Characterization of Surface Reactions using FELs, In Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference (2005). [p. 6]
- [42] D. Daranciang, J. Goodfellow, M. Fuchs, H. Wen, S. Ghimire, D. A. Reis, H. Loos, A. S. Fisher, A. M. Lindenberg, Single-cycle terahertz pulses with >0.2 V/Å field amplitudes via coherent transition radiation, *Applied Physics Letters* **99**(14), 141117 (2011). [p. 7]
- [43] B. d. Darwent, National Standard Reference Data Series Number 31 (National Bureau of Standards, Washington, 1970). [p. 7]
- [44] M. Omidian, S. Leitherer, N. Néel, M. Brandbyge, J. Kröger, Electric-Field Control of a Single-Atom Polar Bond, *Phys. Rev. Lett.* **126**(21), 216801 (2021). [p. 7]
- [45] A. Crocker, H. A. Gebbie, M. F. Kimmitt, L. E. S. Mathias, Stimulated Emission in the Far Infra-Red, *Nature* **201**(4916), 250 (1964). [p. 7]
- [46] G. A. Blake, K. B. Laughlin, R. C. Cohen, K. L. Busarow, D. Gwo, C. A. Schmuttenmaer, D. W. Steyert, R. J. Saykally, Tunable far infrared laser spectrometers, *Review of Scientific Instruments* **62**(7), 1693 (1991). [p. 7]
- [47] D. Pereira, J. C. S. Moraes, E. M. Telles, A. Scalabrin, F. Strumia, A. Moretti, G. Carelli, C. A. Massa, A review of optically pumped far-infrared laser lines from methanol isotopes, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **15**(1), 1 (1994). [p. 7]
- [48] J. Niels Hovenier, M. Carmen Diez, T. Klaassen, W. Wenckebach, A. Muravjov, S. Pavlov, V. Shastin, The p-Ge terahertz laser-properties under pulsed- and mode-locked operation, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **48**(4), 670 (2000). [p. 7]
- [49] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, Quantum Cascade Laser, *Science* **264**(5158), 553 (1994). [p. 7]
- [50] C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho, Recent progress in quantum cascade lasers and applications, *Reports on Progress in Physics* **64**(11), 1533 (2001). [p. 7]
- [51] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi, Terahertz semiconductor-heterostructure laser, *Nature* **417**(6885), 156 (2002). [p. 7]
- [52] P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, K. Bertling, Y. L. Lim, R. Alhathloul, A. D. Burnett, L. H. Li, S. P. Khanna, D. Indjin, T. Taimre, A. D. Rakić, E. H. Linfield, A. G. Davies, Terahertz imaging using quantum cascade lasers - a review of systems and applications, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **47**(37), 374008 (2014). [p. 7]
- [53] V. Gružinskis, J. H. Zhao, P. Shiktorov, E. Starikov, Gunn Effect and THz Frequency Power Generation in n^+n-n^+ GaN Structures, *Materials Science Forum* **297-298**, 341 (1999). [p. 7]

- [54] M. Mukherjee, N. Mazumder, S. K. Roy, K. Goswami, GaN IMPATT diode : a photo-sensitive high power terahertz source, *Semiconductor Science and Technology* **22**(12), 1258 (2007). [p. 7]
- [55] H. Eisele, A. Rydberg, G. Haddad, Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **48**(4), 626 (2000). [p. 7]
- [56] G. P. Gallerano et S. G. Biedron, Overview of THz radiation sources, In Proceedings of the 26th International Free Electron Laser Conference (2004). [p. 8]
- [57] Présentation de la ligne THz AILES du synchrotron SOLEIL (Saclay), <https://www.synchrotron-soleil.fr/fr/lignes-de-lumiere/ailes>. [p. 8]
- [58] S. Tammaro, O. Pirali, P. Roy, J.-F. Lampin, G. Ducournau, A. Cuisset, F. Hindle, G. Mouret, High density terahertz frequency comb produced by coherent synchrotron radiation, *Nature Communications* **6**(1), 7733 (2015). [p. 8]
- [59] A. Fisher, Y. Park, M. Lenz, A. Ody, R. Agustsson, T. Hodgetts, A. Murokh, P. Musumeci, Single-pass high-efficiency terahertz free-electron laser, *Nature Photonics* **16**(6), 441 (2022). [p. 8]
- [60] N. M. Burford et M. O. El-Shenawee, Review of terahertz photoconductive antenna technology, *Optical Engineering* **56**(1), 1 (2017). [p. 8]
- [61] R. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 2008). [pp. 8, 12, 26, 32, 42 et 43]
- [62] C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, F. Ardana, Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal, *Applied Physics Letters* **99**(16), 161116 (2011). [p. 8]
- [63] C. Vicario, B. Monozslai, C. Hauri, GV/m Single-Cycle Terahertz Fields from a Laser-Driven Large-Size Partitioned Organic Crystal, *Phys. Rev. Lett.* **112**(21), 213901 (2014). [pp. 8 et 9]
- [64] M. Shalaby, C. Vicario, K. Thirupugalmani, S. Brahadeeswaran, C. Hauri, Intense THz source based on BNA organic crystal pumped at Ti:sapphire wavelength, *Opt. Lett.* **41**(8), 1777 (2016). [p. 8]
- [65] A. Nahata, A. S. Welington, T. F. Heinz, A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling, *Applied Physics Letters* **69**(16), 2321 (1996). [p. 8]
- [66] R. Huber, A. Brodschelm, F. Tauser, A. Leitenstorfer, Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz, *Applied Physics Letters* **76**(22), 3191 (2000). [p. 8]
- [67] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, D. A. Kleinman, Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media, *Phys. Rev. Lett.* **53**(16), 1555 (1984). [p. 8]
- [68] J. Hebling, Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion, *Optical and Quantum Electronics* **28**(12), 1759 (1996). [p. 8]

- [69] J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, J. Kuhl, Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation, *Opt. Express* **10**(21), 1161 (2002). [p. 8]
- [70] J. A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, J. Hebling, Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy, *Opt. Express* **22**(17), 20155 (2014). [p. 8]
- [71] M. Tonouchi, Cutting-edge terahertz technology, *Nat. Photon.* **1**(2), 97 (2007). [p. 9]
- [72] A. Einstein, Zur Quantentheorie der Strahlung (On the Quantum Theory of Radiation), *Mitt. der Physikal. Ges.* **18**, 47 (1916). [p. 9]
- [73] R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank, Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking, *Appl. Phys. Lett.* **38**(9), 671 (1981). [p. 10]
- [74] F. J. McClung et R. W. Hellwarth, Giant Optical Pulsations from Ruby, *Journal of Applied Physics* **33**(3), 828 (1962). [p. 10]
- [75] D. Strickland et G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications* **56**(3), 219 (1985). [p. 10]
- [76] K. A. Tanaka, K. M. Spohr, D. L. Balabanski, S. Balascuta, L. Capponi, M. O. Cernaianu, M. Cuciuc, A. Cucoanes, I. Dancus, A. Dhal, B. Diaconescu, D. Doria, P. Ghenuche, D. G. Ghita, S. Kisiov, V. Nastasa, J. F. Ong, F. Rotaru, D. Sangwan, P.-A. Söderström, D. Stutman, G. Suliman, O. Tesileanu, L. Tudor, N. Tsoneva, C. A. Ur, D. Ursescu, N. V. Zamfir, Current status and highlights of the ELI-NP research program, *Matter and Radiation at Extremes* **5**(2), 024402 (2020). [p. 10]
- [77] M. Buchanan, Past the schwinger limit, *Nature Physics* **2**(11), 721 (2006). [p. 11]
- [78] Copyright : ©Phil Saunders Graphics/ Project École Polytechnique, <https://www.horiba.com/int/science-in-action/mishaps-and-ski-trip-lead-to-laser-revolution/>. [p. 11]
- [79] I. V. Yakovlev, Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems, *Quantum Electronics* **44**(5), 393 (2014). [p. 11]
- [80] L. V. Keldysh, Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP* **20**(5), 1307 (1965). [pp. 11 et 35]
- [81] I. Babushkin, S. Skupin, A. Husakou, C. Köhler, E. Cabrera-Granado, L. Bergé, J. Herrmann, Tailoring terahertz radiation by controlling tunnel photoionization events in gases, *New J. Phys.* **13**(12), 123029 (2011). [pp. 12, 48 et 51]
- [82] E. Cabrera-Granado, Y. Chen, I. Babushkin, L. Bergé, S. Skupin, Spectral self-action of THz emission from ionizing two-color laser pulses in gases, *New Journal of Physics* **17**(2), 023060 (2015). [p. 12]
- [83] A. Debayle, P. González de Alaiza Martínez, L. Gremillet, L. Bergé, Non-monotonic increase in laser-driven THz emissions through multiple ionization events, *Phys. Rev. A* **91**, 041801 (2015). [pp. 12 et 52]

-
- [84] P. G. de Alaiza Martín, A. C. L. Fontaine, C. Köhler, L. Bergé, Effects of multiple ionization in atomic gases irradiated by one- and two-color ultrashort pulses, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **48**(9), 094010 (2015). [p. 12]
- [85] P. González de Alaiza Martínez, I. Babushkin, L. Bergé, S. Skupin, E. Cabrera-Granado, C. Köhler, U. Morgner, A. Husakou, J. Herrmann, Boosting Terahertz Generation in Laser-Field Ionized Gases Using a Sawtooth Wave Shape, *Phys. Rev. Lett.* **114**(18), 183901 (2015). [pp. 12 et 52]
- [86] I. Thiele, P. González de Alaiza Martínez, R. Nuter, A. Nguyen, L. Bergé, S. Skupin, Broadband terahertz emission from two-color femtosecond-laser-induced microplasmas, *Phys. Rev. A* **96**(5), 053814 (2017). [p. 12]
- [87] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou, Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air, *Opt. Lett.* **20**(1), 73 (1995). [p. 12]
- [88] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J.-P. Wolf, Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media, *Reports on Progress in Physics* **70**, 1633 (2007). [pp. 12, 43, 44 et 54]
- [89] P. González de Alaiza Martínez et L. Bergé, Influence of multiple ionization in laser filamentation, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **47**(20), 204017 (2014). [p. 12]
- [90] T. Tajima et J. M. Dawson, Laser electron accelerator, *Phys. Rev. Lett.* **43**(4), 267 (1979). [p. 13]
- [91] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, C. A. Kapetanacos, Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces, *Phys. Rev. E* **69**(6), 066415 (2004). [pp. 13 et 175]
- [92] C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. L. Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases : theory and experiment, *New J. Phys.* **10**(1), 013015 (2008). [p. 13]
- [93] D'Amico, C. and Houard, A. and Franco, M. and Prade, B. and Mysyrowicz, A. and Couairon, A. and Tikhonchuk, V. T., Conical forward THz emission from femtosecond-maser-beam filamentation in air, *Phys. Rev. Lett.* **98**(23), 235002 (2007). [p. 13]
- [94] P. González de Alaiza Martínez, X. Davoine, A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz radiation driven by two-color laser pulses at near-relativistic intensities : Competition between photoionization and wakefield effects, *Sci. Rep.* **6**(1), 26743 (2016). [p. 13]
- [95] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasma, *Phys. Rev. A* **41**(8), 4463 (1990). [p. 13]
- [96] A. Pukhov et J. Meyer-ter Vehn, Laser wake field acceleration : the highly non-linear broken-wave regime, *Applied Physics B* **74**(4), 355 (2002). [pp. 13 et 66]
- [97] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, M. Tzoufras, F. S. Tsung, W. B. Mori, T. Katsouleas, A nonlinear theory for multidimensional relativistic plasma wave wakefields, *Phys. Plasmas* **13**(5), 056709 (2006). [pp. 13 et 66]
-

- [98] C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, J. M. Kindel, D. W. Forslund, Ultra-high gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves, *Nature* **311**(5986), 525 (1984). [p. 13]
- [99] A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels, C. Benedetti, C. Pieronek, T. C. H. de Raadt, S. Steinke, J. H. Bin, S. S. Bulanov, J. van Tilborg, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder, C. Tóth, E. Esarey, K. Swanson, L. Fan-Chiang, G. Bagdasarov, N. Bobrova, V. Gasilov, G. Korn, P. Sasorov, W. P. Leemans, Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **122**(8), 084801 (2019). [p. 13]
- [100] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. W. Falcone, Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction, *Phys. Rev. Lett.* **71**(17), 2725 (1993). [pp. 13 et 69]
- [101] W. P. Leemans, C. G. Geddes, J. Faure, C. Tóth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcellis, M. A. Carnahan, R. A. Kaindl, J. Byrd, M. C. Martin, Observation of Terahertz Emission from a Laser-Plasma Accelerated Electron Bunch Crossing a Plasma-Vacuum Boundary, *Phys. Rev. Lett.* **91**(7), 074802 (2003). [pp. 13, 69 et 71]
- [102] C. B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg, W. P. Leemans, Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface, *Phys. Rev. E* **69**(1), 016501 (2004). [pp. 13 et 69]
- [103] J. Déchard, A. Debayle, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz Pulse Generation in Underdense Relativistic Plasmas : From Photoionization-Induced Radiation to Coherent Transition Radiation, *Phys. Rev. Lett.* **120**(14), 144801 (2018). [pp. 13, 62, 63 et 69]
- [104] H. P. Furth, M. A. Levine, R. W. Waniek, Production and Use of High Transient Magnetic Fields. II, *Review of Scientific Instruments* **28**(11), 949 (1957). [p. 15]
- [105] S. Takeyama et E. Kojima, A copper-lined magnet coil with maximum field of 700 T for electromagnetic flux compression, *J. Phys. D* **44**(42), 425003 (2011). [p. 15]
- [106] S. Hahn, K. Kim, K. Kim, X. Hu, T. Painter, I. Dixon, S. Kim, K. R. Bhattarai, S. Noguchi, J. Jaroszynski, D. C. Larbalestier, 45.5-tesla direct-current magnetic field generated with a high-temperature superconducting magnet, *Nature* **570**(7762), 496 (2019). [pp. 15 et 16]
- [107] D. Castelvechi, Superconducting magnet breaks strength world record, *Nature* (2019). [p. 16]
- [108] F. Herlach, Pulsed magnets, *Reports on Progress in Physics* **62**(6), 859 (1999). [p. 16]
- [109] M. Jaime, R. Daou, S. A. Crooker, F. Weickert, A. Uchida, A. E. Feiguin, C. D. Batista, H. A. Dabkowska, B. D. Gaulin, Magnetostriction and magnetic texture to 100.75 Tesla in frustrated $\text{SrCu}_2(\text{BO}_3)_2$, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **109**(31), 12404 (2012). [p. 16]
- [110] Informations techniques sur l'aimant du LANL sur le site du laboratoire, <https://nationalmaglab.org/about/around-the-lab/meet-the-magnets/meet-the-100-tesla-pulsed-magnet>. [p. 17]

-
- [111] Images de l'installation de l'aimant pulsé dépassant les 100 teslas, <https://newatlas.com/100-tesla-pulsed-magnet/21946/>. [p. 17]
- [112] J. W. Shearer, Interaction of Capacitor-Bank-Produced Megagauss Magnetic Field with Small Single-Turn Coil, *Journal of Applied Physics* **40**(11), 4490 (1969). [p. 17]
- [113] M. Gen, A. Ikeda, S. Kawachi, T. Shitaokoshi, Y. H. Matsuda, Y. Kohama, T. Nomura, Higher magnetic-field generation by a mass-loaded single-turn coil, *Review of Scientific Instruments* **92**(3), 033902 (2021). [p. 17]
- [114] O. Portugall, N. Puhlmann, H. U. Müller, M. Barczewski, I. Stolpe, M. von Ortenberg, Megagauss magnetic field generation in single-turn coils : new frontiers for scientific experiments, *Journal of Physics D : Applied Physics* **32**(18), 2354 (1999). [pp. 17 et 18]
- [115] A. Bykov, M. Dolotenko, N. Kolokolchikov, V. Selemir, O. Tatsenko, VNIIEF achievements on ultra-high magnetic fields generation, *Physica B : Condensed Matter* **294-295**, 574 (2001). [p. 17]
- [116] A. I. Bykov et M. I. Dolotenko, An MC-1 cascade magnetocumulative generator of multimegagauss magnetic fields – ideas and their realization, *Instruments and Experimental Techniques* **58**(4), 531 (2015). [pp. 17 et 18]
- [117] E. C. Cnare, Magnetic flux compression by magnetically imploded metallic foils, *Journal of Applied Physics* **37**(10), 3812 (1966). [p. 17]
- [118] H. G. Latal, Theory of the cnare effect, *Annals of Physics* **42**(2), 352 (1967). [p. 17]
- [119] D. Nakamura, A. Ikeda, H. Sawabe, Y. H. Matsuda, S. Takeyama, Record indoor magnetic field of 1200 T generated by electromagnetic flux-compression, *Rev. Sci. Instrum.* **89**(9), 095106 (2018). [p. 17]
- [120] D. Nakamura, H. Sawabe, S. Takeyama, Note : An approach to 1000 T using the electromagnetic flux compression, *Review of Scientific Instruments* **89**(1), 016106 (2018). [p. 17]
- [121] S. Takeyama, H. Sawabe, E. Kojima, Recent Developments of the Electro-Magnetic Flux Compression, *Journal of Low Temperature Physics* **159**(1), 328 (2010). [p. 18]
- [122] J. J. Santos, M. Bailly-Grandvaux, M. Ehret, A. V. Arefiev, D. Batani, F. N. Beg, A. Calisti, S. Ferri, R. Florido, P. Forestier-Colleoni, S. Fujioka, M. A. Gigosos, L. Giuffrida, L. Gremillet, J. J. Honrubia, S. Kojima, P. Korneev, K. F. F. Law, J.-R. Marquès, A. Morace, C. M. O. Peyrusse, S. Rose, M. Roth, S. Sakata, G. Schaumann, F. Suzuki-Vidal, V. T. Tikhonchuk, T. Toncian, N. Woolsey, Z. Zhang, Laser-driven strong magnetostatic fields with applications to charged beam transport and magnetized high energy-density physics, *Phys. Plasmas* **25**(5), 056705 (2018). [p. 19]
- [123] H. Daido, F. Miki, K. Mima, M. Fujita, K. Sawai, H. Fujita, Y. Kitagawa, S. Nakai, C. Yamanaka, Generation of a strong magnetic field by an intense CO₂ laser pulse, *Phys. Rev. Lett.* **56**(8), 846 (1986). [p. 19]
- [124] S. Fujioka, Z. Zhang, K. Ishihara, K. Shigemori, Y. Hironaka, T. Johzaki, A. Sunahara, N. Yamamoto, H. Nakashima, T. Watanabe, H. Shiraga, H. Nishimura, H. Azechi, Kilotesla Magnetic Field due to a Capacitor-Coil Target Driven by High Power Laser, *Sci. Rep.* **3**(1), 1170 (2013). [p. 19]
-

- [125] M. Murakami, J. J. Honrubia, K. Weichman, A. V. Arefiev, S. V. Bulanov, Generation of megatesla magnetic fields by intense-laser-driven microtube implosions, *Scient. Reports* **10**(1), 16653 (2020). [p. [19](#)]
- [126] W. M. Wang, P. Gibbon, Z. M. Sheng, Y. T. Li, Tunable Circularly Polarized Terahertz Radiation from Magnetized Gas Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **114**(25), 253901 (2015). [pp. [20](#), [72](#), [76](#), [78](#), [149](#), [154](#), [155](#), [156](#) et [181](#)]
- [127] J. Yoshii, C. H. Lai, T. Katsouleas, C. Joshi, W. B. Mori, Radiation from Cerenkov Wakes in a Magnetized Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **79**(21), 4194 (1997). [pp. [20](#), [72](#), [80](#), [136](#) et [181](#)]
- [128] C. Meng, W. Chen, X. Wang, Z. Lü, Y. Huang, J. Liu, D. Zhang, Z. Zhao, J. Yuan, Enhancement of terahertz radiation by using circularly polarized two-color laser fields, *Appl. Phys. Lett.* **109**(13), 131105 (2016). [pp. [21](#), [52](#), [99](#), [100](#), [101](#), [102](#), [108](#), [112](#) et [181](#)]
- [129] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics* (John Wiley & Sons, New York, 3ème édition, 1999). [pp. [24](#), [68](#) et [80](#)]
- [130] G. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic Press, San Diego, 5ème édition, 2012). [pp. [26](#), [42](#), [89](#) et [105](#)]
- [131] P. F. Zhang, D. He, T. Ruan, Modified Maxwell-Klimontovich Equation, In *Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference* (2002). [p. [29](#)]
- [132] A. A. Vlasov, The vibrationnal properties of an electron gas, *Soviet Physics Uspekhi* **10**(6), 721 (1968). [p. [29](#)]
- [133] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, M. Krook, A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems, *Phys. Rev.* **94**(3), 511 (1954). [p. [29](#)]
- [134] J.-M. Rax, *Physique des Plasmas* (Dunod, Paris, 2005). [p. [31](#)]
- [135] A. M. Perelomov, V. S. Popov, M. V. Terent'ev, Ionization of atoms in an alternating electric field : I, *Sov. Phys. JETP* **23**(5), 924 (1966). [p. [35](#)]
- [136] L. D. Landau et E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics* (Pergamon, New York, 1965). [pp. [35](#) et [38](#)]
- [137] M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov, Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic fields, *Sov. Phys. JETP* **64**(6), 1191 (1986). [p. [36](#)]
- [138] G. L. Yudin et M. Y. Ivanov, Nonadiabatic tunnel ionization : Looking inside a laser cycle, *Phys. Rev. A* **64**(1), 013409 (2001). [p. [37](#)]
- [139] R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, P. Martin, Field ionization model implemented in Particle In Cell code and applied to laser-accelerated carbon ions, *Phys. Plasmas* **18**(3), 033107 (2011). [p. [37](#)]
- [140] P. González de Alaiza Martínez, *Generation of intense terahertz sources by ultrashort laser pulses*, Thèse de Doctorat Paris Saclay (2016). [pp. [41](#), [48](#) et [49](#)]

-
- [141] D. J. Cook et R. M. Hochstrasser, Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air, *Opt. Lett.* **25**(16), 1210 (2000). [p. 44]
- [142] V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, P. M. Solyankin, M. N. Esaulkov, P. González de Alaiza Martínez, A. P. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, S. L. Chin, Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma, *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 063902 (2016). [p. 45]
- [143] K.-Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor, G. Rodriguez, Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields, *Opt. Express* **15**(8), 4577 (2007). [p. 45]
- [144] K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, G. Rodriguez, Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions, *Nat. Photon.* **2**(10), 605 (2008). [p. 45]
- [145] O. D. Jefimenko, *Electricity and Magnetism : An Introduction to the Theory of Electric and Magnetic Fields* (Appleton-Century-Crofts, New York, 1966). [p. 48]
- [146] M. Clerici, M. Peccianti, B. E. Schmidt, L. Caspani, M. Shalaby, M. Giguère, A. Lotti, A. Couaïron, F. Légaré, T. Ozaki, D. Faccio, R. Morandotti, Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization, *Phys. Rev. Lett.* **110**(25), 253901 (2013). [p. 52]
- [147] A. Nguyen, K. J. Kaltenecker, J.-C. Delagnes, B. Zhou, E. Cormier, N. Fedorov, R. Bouillaud, D. Descamps, I. Thiele, S. Skupin, P. U. Jepsen, L. Bergé, Wavelength scaling of terahertz pulse energies delivered by two-color air plasmas, *Opt. Lett.* **44**(6), 1488 (2019). [p. 52]
- [148] A. Nguyen, P. G. de Alaiza Martínez, I. Thiele, S. Skupin, L. Bergé, Broadband terahertz radiation from two-color mid- and far-infrared laser filaments in air, *Phys. Rev. A* **97**(6), 063839 (2018). [p. 52]
- [149] A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova, V. Y. Fedorov, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Tzortzakis, Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments, *Nat. Commun.* **11**(1), 292 (2020). [p. 52]
- [150] B. Zhou, Y. Wang, L. Hong, D. Mahdi, P. U. Jepsen, High-efficiency sub-single-cycle THz wave generation by three color air plasma, In *Proceedings of the 2018 43rd Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz, IEEE 2018)* (2018). [p. 52]
- [151] V. Vaičaitis, O. Balachninaite, U. Morgner, I. Babushkin, Terahertz radiation generation by three-color laser pulses in air filament, *J. Appl. Phys.* **125**(17), 173103 (2019). [p. 52]
- [152] J. Dai, N. Karpowicz, X.-C. Zhang, Coherent polarization control of terahertz waves generated from two-color laser-induced gas plasma, *Phys. Rev. Lett.* **103**(2), 023001 (2009). [pp. 52 et 99]
- [153] V. Y. Fedorov, A. D. Koulouklidis, S. Tzortzakis, THz generation by two-color femtosecond filaments with complex polarization states : four-wave mixing versus photocurrent contributions, *Plasmas Phys. Cont. Fusion* **59**(1), 014025 (2017). [pp. 52 et 100]
- [154] O. Kosareva, M. Esaulkov, N. Panov, V. Andreeva, D. Shipilo, P. Solyankin, A. Demircan, I. Babushkin, V. Makarov, U. Morgner, A. Shkurinov, A. Savelev, Polarization control of
-

- terahertz radiation from two-color femtosecond gas breakdown plasma, *Opt. Lett.* **43**(1), 90 (2018). [pp. [52](#), [100](#), [102](#) et [118](#)]
- [155] A. Stathopoulos, S. Skupin, L. Bergé, Terahertz pulse generation by multi-color laser fields with linear versus circular polarization, *Opt. Lett.* **46**(23), 5906 (2021). [p. [57](#)]
- [156] B. Quesnel et P. Mora, Theory and simulation of the interaction of ultraintense laser pulses with electrons in vacuum, *Phys. Rev. E* **58**(3), 3719 (1998). [p. [57](#)]
- [157] J. Déchard, X. Davoine, L. Bergé, THz Generation from Relativistic Plasmas Driven by Near- to Far-Infrared Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **123**(26), 264801 (2019). [pp. [59](#), [125](#), [174](#) et [184](#)]
- [158] S. Gordienko et A. Pukhov, Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoe-nergetic electrons, *Physics of Plasmas* **12**(4), 043109 (2005). [p. [66](#)]
- [159] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, T. Katsouleas, Nonlinear Theory for Relativistic Plasma Wakefields in the Blowout Regime, *Phys. Rev. Lett.* **96**(16), 165002 (2006). [p. [66](#)]
- [160] W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi, F. S. Tsung, W. B. Mori, J. Vieira, R. A. Fonseca, L. O. Silva, Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime, *Physical Rev. ST. Accel. Beams* **10**(6), 061301 (2007). [p. [66](#)]
- [161] C. D. Decker, W. B. Mori, K.-C. Tzeng, T. Katsouleas, The evolution of ultra-intense, short pulse lasers in underdense plasma, *Phys. Plasmas* **3**(5), 2047 (1996). [p. [68](#)]
- [162] V. L. Ginzburg et I. M. Frank, Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another, *J. Phys.(USSR)* **9**(7), 353 (1945), [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.*16,15(1946)]. [p. [68](#)]
- [163] M. L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (John Wiley and Sons, New York, 1972). [p. [68](#)]
- [164] G. M. Garibian, Contribution to the theory of transition radiation, *J. Exp. Theor. Phys.* **6**(33), 1079 (1958). [p. [68](#)]
- [165] G. M. Garibian, Contribution to the theory of formation of transition X-ray in a stack of plates, *J. Exp. Theor. Phys.* **33**(1), 23 (1971). [p. [69](#)]
- [166] Jérémy Déchard, Sources terahertz produites par des impulsions laser ultra-intenses, Thèse de Doctorat Paris Saclay (2019). [p. [70](#)]
- [167] O. Lundh, J. Lim, C. Rechatin, L. Ammoura, A. Ben-Ismaïl, X. Davoine, G. Gallot, J.-P. Goddet, E. Lefebvre, V. Malka, J. Faure, Few femtosecond, few kiloampere electron bunch produced by a laser-plasma accelerator, *Nature Physics* **7**(3), 219 (2011). [pp. [70](#) et [71](#)]
- [168] J. Faure, C. Rechatin, A. Norlin, A. Lifschitz, Y. Glinec, V. Malka, Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses, *Nature* **444**(7120), 737 (2006). [p. [70](#)]
- [169] C. S. Liu et V. K. Tripathi, Tunable terahertz radiation from a tunnel ionized magnetized plasma cylinder, *J. Appl. Phys.* **105**(1), 013313 (2009). [p. [71](#)]

-
- [170] S. S. Ghaffari-Oskooei et F. M. Aghamir, Terahertz generation in magnetized plasma by irradiation of two-color lasers, *Phys. Plasmas* **26**(3), 033108 (2019). [p. 72]
- [171] P. Sharma, N. Wadhvani, P. Jha, Terahertz radiation generation by propagation of circularly polarized laser pulses in axially magnetized plasma, *Phys. Plasmas* **24**(1), 013102 (2017). [pp. 72, 78, 79, 80, 158, 167 et 181]
- [172] A. Saroch et P. Jha, Simulation study of terahertz radiation generation by circularly polarized laser pulses propagating in axially magnetized plasma, *Phys. Plasmas* **24**(12), 124506 (2017). [pp. 72, 78, 80, 158, 170 et 181]
- [173] G. Brodin et J. Lundberg, Excitation of electromagnetic wake fields in a magnetized plasma, *Phys. Rev. E* **57**(6), 7041 (1998). [p. 72]
- [174] P. Jha, A. Saroch, R. K. Mishra, Generation of wakefields and terahertz radiation in laser-magnetized plasma interaction, *Europhys. Lett.* **94**(1), 15001 (2011). [p. 72]
- [175] N. Spence, T. Katsouleas, P. Muggli, W. B. Mori, R. Hemker, Simulations of Cerenkov wake radiation sources, *Phys. Plasmas* **8**(11), 4995 (2001). [pp. 72, 136 et 181]
- [176] N. Yugami, T. Higashiguchi, H. Gao, S. Sakai, K. Takahashi, H. Ito, Y. Nishida, T. Katsouleas, Experimental Observation of Radiation from Cherenkov Wakes in a Magnetized Plasma, *Phys. Rev. Lett.* **89**(6), 065003 (2002). [pp. 72, 85, 181 et 184]
- [177] A. Holkundkar, G. Brodin, M. Marklund, Wakefield generation in magnetized plasmas, *Phys. Rev. E* **84**(3), 036409 (2011). [p. 72]
- [178] Z. Hu, Z. Sheng, W. Ding, W. Wang, Q. Dong, J. Zhang, Electromagnetic Emission from Laser Wakefields in Magnetized Underdense Plasmas, *Plasma Sci. Technol.* **14**(10), 874 (2012). [pp. 72, 82, 84, 125, 144, 159, 166, 176 et 184]
- [179] Z. D. Hu, Z. M. Sheng, W. M. Wang, L. M. Chen, Y. T. Li, J. Zhang, Probing the laser wakefield in underdense plasmas by induced terahertz emission, *Phys. Plasmas* **20**(8), 080702 (2013). [p. 72]
- [180] P. Jha et N. K. Verma, Numerical and simulation study of terahertz radiation generation by laser pulses propagating in the extraordinary mode in magnetized plasma, *Phys. Plasmas* **21**(6), 063106 (2014). [p. 72]
- [181] C. Ren et W. B. Mori, Nonlinear and three-dimensional theory for cross-magnetic field propagation of short pulse lasers in underdense plasmas, *Phys. Plasmas* **11**(5), 1978 (2004). [p. 72]
- [182] J. Vieira, S. F. Martins, V. B. Pathak, R. A. Fonseca, W. B. Mori, L. O. Silva, Magnetic control of particle injection in plasma based accelerators, *Phys. Rev. Lett.* **106**(22), 225001 (2011). [pp. 72, 144 et 184]
- [183] J. Vieira, J. L. Martins, V. B. Pathak, R. A. Fonseca, W. B. Mori, L. O. Silva, Magnetically assisted self-injection and radiation generation for plasma-based acceleration, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54**(12), 124044 (2012). [pp. 72, 144 et 184]
- [184] S. Rassou, A. Bourdier, M. Drouin, Influence of a strong longitudinal magnetic field on laser wakefield acceleration, *Phys. Plasmas* **22**(7), 073104 (2015). [pp. 72, 85 et 164]
-

- [185] S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Kando, J. K. Koga, T. Hosokai, A. G. Zhidkov, R. Kodama, Nonlinear plasma wave in magnetized plasmas, *Phys. Plasmas* **20**(8), 083113 (2013). [pp. [72](#) et [164](#)]
- [186] E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Rev. Mod. Phys.* **81**(3), 1229 (2009). [p. [83](#)]
- [187] L. F. Shampine et M. W. Reichelt, The Matlab ODE Suite, *SIAM Journal on Scientific Computing* **18**(1), 1 (1997). [p. [87](#)]
- [188] M. Kolesik, J. V. Moloney, M. Mlejnek, Unidirectional Optical Pulse Propagation Equation, *Phys. Rev. Lett.* **89**(28), 283902 (2002). [p. [88](#)]
- [189] M. Kolesik et J. V. Moloney, Nonlinear optical pulse propagation simulation : From Maxwell's to unidirectionnal equations, *Phys. Rev. E* **70**(3), 036604 (2004). [p. [88](#)]
- [190] I. Babushkin, W. Kuehn, C. Köhler, S. Skupin, L. Bergé, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, T. Elsaesser, Ultrafast Spatiotemporal Dynamics of Terahertz Generation by Ionizing Two-Color Femtosecond Pulses in Gases, *Phys. Rev. Lett.* **105**(5), 053903 (2010). [pp. [90](#) et [115](#)]
- [191] K. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**(3), 302 (1966). [pp. [91](#) et [92](#)]
- [192] E. Lefebvre, N. Cochet, S. Fritzler, V. Malka, M. M. Aléonard, J. F. Chemin, S. Darbon, L. Disdier, J. Faure, A. Fedotoff, O. Landoas, G. Malka, V. Méot, P. Morel, M. Rabec LeGloahec, A. Rouyer, C. Rubbelynck, V. Tikhonchuk, R. Wrobel, P. Audebert, C. Rousseaux, Electron and photon production from relativistic laser plasma interactions, *Nucl. Fusion* **43**(7), 629 (2003). [p. [92](#)]
- [193] J. P. Boris, Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code, In Proceedings of the 4th Conference on Numerical Simulation of Plasmas (1970). [p. [93](#)]
- [194] A. F. Lifschitz, X. Davoine, E. Lefebvre, J. Faure, C. Rechatin, V. Malka, Particle-in-cell modelling of laser-plasma interaction using fourier decomposition, *J. Comp. Phys.* **228**(5), 1803 (2009). [pp. [94](#), [95](#) et [97](#)]
- [195] C. Tailliez, A. Stathopoulos, S. Skupin, D. Buožius, I. Babushkin, V. Vaičaitis, L. Bergé, Terahertz pulse generation by two-color laser fields with circular polarization, *New J. Phys.* **22**(10), 103038 (2020). [pp. [104](#), [107](#), [109](#), [113](#), [114](#), [116](#), [117](#), [118](#), [119](#), [120](#) et [121](#)]
- [196] L. Bergé, S. Skupin, C. Köhler, I. Babushkin, J. Herrmann, 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments, *Phys. Rev. Lett.* **110**(7), 073901 (2013). [p. [105](#)]
- [197] A. V. Borodin, N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, M. N. Esaulkov, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, S. L. Chin, X.-C. Zhang, Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases, *Opt. Lett.* **38**(11), 1906 (2013). [p. [105](#)]
- [198] A. Nguyen, P. G. de Alaiza Martínez, J. Déchard, I. Thiele, I. Babushkin, S. Skupin, L. Bergé, Spectral dynamics of THz pulses generated by two-color laser filaments in air :

- the role of Kerr nonlinearities and pump wavelength, *Opt. Express* **25**(5), 4720 (2017). [p. 108]
- [199] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J. P. Wolf, Optical ultrashort filaments in weakly-ionized, optically-transparent media, *Rep. Prog. Phys.* **70**(10), 1633 (2007). [p. 115]
- [200] L. Bergé et S. Skupin, Few-cycle light bullets created by femtosecond filaments, *Phys. Rev. Lett.* **100**(11), 113902 (2008). [p. 115]
- [201] V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher, B. Lavorel, Measurement of high order Kerr refractive index of major air components, *Opt. Express* **17**(16), 13429 (2009). [p. 115]
- [202] J. R. Peñano, P. Sprangle, P. Serafim, B. Hafizi, A. Ting, Stimulated Raman scattering of intense laser pulses in air, *Phys. Rev. E* **68**(5), 056502 (2003). [p. 119]
- [203] J. K. Wahlstrand, Y.-H. Cheng, H. M. Milchberg, Absolute measurement of the transient optical nonlinearity in N₂, O₂, N₂O, and Ar, *Phys. Rev. A* **85**(4), 043820 (2012). [p. 119]
- [204] E. W. Rosenthal, J. P. Palastro, N. Jhajj, S. Zahedpour, J. K. Wahlstrand, H. M. Milchberg, Sensitivity of propagation and energy deposition in femtosecond filamentation to the nonlinear refractive index, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **48**(9), 094011 (2015). [p. 119]
- [205] E. R. Peck et K. Reeder, Dispersion of Air, *J. Opt. Soc. Am.* **62**(8), 958 (1972). [p. 119]
- [206] A. Talebpour, J. Yang, S. L. Chin, Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse, *Opt. Commun.* **163**(1), 29 (1999). [p. 119]
- [207] C. Tailliez, X. Davoine, A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz pulse generation by laser-created, strongly magnetized plasmas : a one-dimensional study, *The European Physical Journal Special Topics* **1** (2023). [pp. 127, 129, 130, 151, 152, 155, 156 et 158]
- [208] C. Tailliez, X. Davoine, A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, Terahertz pulse generation by strongly magnetized, laser-created plasmas, *Phys. Rev. Lett.* **128**(17), 174802 (2022). [pp. 136, 137, 138, 140, 142, 143, 145 et 146]
- [209] A. Debayle, L. Gremillet, L. Bergé, C. Köhler, Analytical model for THz emissions induced by laser-gas interaction, *Opt. Express* **22**(11), 13691 (2014). [p. 149]
- [210] A. D. Poularikas, *Transforms and Applications Handbook* (CRC Press, Boca Raton, 3ème édition, 2010). [p. 169]
- [211] Discrete-Hankel-Transform, <https://github.com/adinatan/Discrete-Hankel-Transform>. [p. 170]
- [212] N. Baddour et U. Chouinard, Matlab Code for the Discrete Hankel Transform, *J. Open Res. Softw.* **5**(1), 4 (2017). [p. 170]
- [213] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov, Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity, *Physics of Plasmas* **3**(9), 3425 (1996). [p. 184]

- [214] H.-C. Wu, Z.-M. Sheng, Q.-L. Dong, H. Xu, J. Zhang, Powerful terahertz emission from laser wakefields in inhomogeneous magnetized plasmas, *Phys. Rev. E* **75**(1), 016407 (2007). [p. 184]
- [215] A. A. Frolov, Terahertz wave emission at an oblique incidence of the laser pulse on rarefied plasma, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **62**(9), 095002 (2020). [p. 184]
- [216] A. A. Frolov, Terahertz emission at a p-polarized laser radiation action on plasma, *Physics of Plasmas* **28**(1), 013104 (2021). [p. 184]
- [217] S. Sederberg, F. Kong, P. Corkum, Ultrashort magnetic impulses driven by coherent control with vector beams (2019), arXiv :1901.07444v1. [p. 184]
- [218] L. J. Perkins, B. G. Logan, G. B. Zimmerman, C. J. Werner, Two-dimensional simulations of thermonuclear burn in ignition-scale inertial confinement fusion targets under compressed axial magnetic fields, *Physics of Plasmas* **20**(7), 072708 (2013). [p. 185]
- [219] J. D. Moody, B. B. Pollock, H. Sio, D. J. Strozzi, D. D.-M. Ho, C. A. Walsh, G. E. Kemp, B. Lahmann, S. O. Kucheyev, B. Kozioziemski, E. G. Carroll, J. Kroll, D. K. Yanagisawa, J. Angus, B. Bachmann, S. D. Bhandarkar, J. D. Bude, L. Divol, B. Ferguson, J. Fry, L. Hagler, E. Hartouni, M. C. Herrmann, W. Hsing, D. M. Holunga, N. Izumi, J. Javedani, A. Johnson, S. Khan, D. Kalantar, T. Kohut, B. G. Logan, N. Masters, A. Nikroo, N. Orsi, K. Piston, C. Provencher, A. Rowe, J. Sater, K. Skulina, W. A. Stygar, V. Tang, S. E. Winters, G. Zimmerman, P. Adrian, J. P. Chittenden, B. Appelbe, A. Boxall, A. Crilly, S. O'Neill, J. Davies, J. Peebles, S. Fujioka, Increased Ion Temperature and Neutron Yield Observed in Magnetized Indirectly Driven D₂-Filled Capsule Implosions on the National Ignition Facility, *Phys. Rev. Lett.* **129**(19), 195002 (2022). [p. 185]
- [220] G. Pérez-Callejo, C. Vlachos, C. A. Walsh, R. Florido, M. Bailly-Grandvaux, X. Vaisseau, F. Suzuki-Vidal, C. McGuffey, F. N. Beg, P. Bradford, V. Ospina-Bohórquez, D. Batani, D. Raffestin, A. Colaïtis, V. Tikhonchuk, A. Casner, M. Koenig, B. Albertazzi, R. Fedosejevs, N. Woolsey, M. Ehret, A. Debayle, P. Loiseau, A. Calisti, S. Ferri, J. Honrubia, R. Kingham, R. C. Mancini, M. A. Gigosos, J. J. Santos, Cylindrical implosion platform for the study of highly magnetized plasmas at Laser MegaJoule, *Phys. Rev. E* **106**(3), 035206 (2022). [p. 185]
- [221] C. A. Walsh, R. Florido, M. Bailly-Grandvaux, F. Suzuki-Vidal, J. P. Chittenden, A. J. Crilly, M. A. Gigosos, R. C. Mancini, G. Pérez-Callejo, C. Vlachos, C. McGuffey, F. N. Beg, J. J. Santos, Exploring extreme magnetization phenomena in directly driven imploding cylindrical targets, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **64**(2), 025007 (2022). [p. 185]
- [222] A. Poyé, S. Hulin, M. Bailly-Grandvaux, J. L. Dubois, J. Ribolzi, D. Raffestin, M. Bardon, F. Lubrano-Lavaderci, E. D'Humières, J. J. Santos, P. Nicolaï, V. Tikhonchuk, Physics of giant electromagnetic pulse generation in short-pulse laser experiments, *Phys. Rev. E* **91**(4), 043106 (2015). [p. 185]

