



**HAL**  
open science

# Conception et réalisation d'une source laser femtoseconde GHz et applications au régime d'ablation très haute cadence

Guillaume Bonamis

► **To cite this version:**

Guillaume Bonamis. Conception et réalisation d'une source laser femtoseconde GHz et applications au régime d'ablation très haute cadence. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2020. Français. NNT : 2020BORD0293 . tel-03270876

**HAL Id: tel-03270876**

**<https://theses.hal.science/tel-03270876>**

Submitted on 25 Jun 2021

**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.



THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
**DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

SPÉCIALITÉ : LASERS, MATIÈRE ET NANOSCIENCES

Par **Guillaume BONAMIS**

Conception et réalisation d'une source laser femtoseconde GHz et applications au régime d'ablation très haute cadence

Sous la direction de : **Inka MANEK-HÖNNINGER**  
Co-encadrant : **John LOPEZ**

Soutenue le 17 décembre 2020

Devant le jury composé de :

Sylvain LECLER	Professeur des Universités	ICube, Strasbourg	Rapporteur
Marwan ABDOU AHMED	Directeur de Recherche	IFSW, Stuttgart	Rapporteur
Lionel CANIONI	Professeur des Universités	CELIA, Bordeaux	Président
Stefan NOLTE	Professeur	IAP, Jena	Examineur
Inka MANEK-HÖNNINGER	Professeur des Universités	CELIA, Bordeaux	Directrice
John LOPEZ	Ingénieur de Recherche	CELIA, Bordeaux	Co-encadrant
Clemens HÖNNINGER	Directeur R&D	Amplitude	Invité



## Conception et réalisation d'une source laser femtoseconde GHz et applications au régime d'ablation très haute cadence

**Résumé :** Ces deux dernières décennies, la technologie des lasers femtosecondes a considérablement gagné en maturité et en fiabilité. Ces impulsions de très courtes durées permettent aujourd'hui de réaliser des procédés de micro-usinage avec des dommages thermiques minimes, autorisant ainsi de travailler avec une grande précision sur des matériaux fortement sensibles à la température. Néanmoins, l'implantation de cette technologie dans le marché des applications industrielles est freinée par une productivité insuffisante comparée à ses besoins d'une part et à celle obtenue avec des lasers nanosecondes. Pour palier à ce problème, les stratégies utilisées consistent en une optimisation des procédés et en l'obtention de puissances moyennes de plus en plus élevées avec les sources laser femtosecondes, stratégies soulevant de grands défis technologiques. Une autre voie propose d'augmenter l'efficacité des procédés d'ablation en délivrant différemment l'énergie sur la matière : par rafales d'impulsions de faible énergie plutôt que par impulsions uniques de forte énergie.

Dans ce contexte, de récents travaux ont montré que l'utilisation de rafales d'impulsions à très haute cadence (de l'ordre du GHz) permet d'atteindre des niveaux d'efficacité supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux de l'usinage par impulsions femtosecondes classique. Ces résultats encourageants sont néanmoins controversés, d'autres travaux ayant par la suite mis en évidence des niveaux d'efficacité en deçà des attentes mais aussi la présence de dommages thermiques sur les matériaux usinés.

Il apparaît donc qu'une étude approfondie de ce potentiel nouveau procédé d'usinage est nécessaire afin de s'assurer d'une part qu'il présente bien un intérêt et d'autre part de mettre en évidence les conditions optimales pour son utilisation, notamment en termes de paramètres laser. Pour cela, différents oscillateurs optiques délivrant des rafales d'impulsions femtosecondes à des cadences de l'ordre du GHz ainsi que des amplificateurs ont été développées. Ces systèmes lasers innovants ont été conçus pour permettre une grande flexibilité sur les paramètres laser (cadence des impulsions, nombre d'impulsions par rafale et énergie notamment). La variété des paramètres lasers accessible a permis une étude approfondie du procédé d'ablation par rafales GHz sous la forme de nombreux essais d'usinage sur des matériaux d'intérêts industriel. Cette étude a mis en évidence l'influence des différents paramètres laser et a ainsi permis d'expliquer l'inhomogénéité des résultats obtenus avec ce procédé et d'orienter l'utilisation de ce procédé dans des conditions favorables à l'obtention d'un usinage efficace et de bonne qualité.

**Mots-clés :** Procédés haute cadence, Interaction laser-matière, Laser à très haute cadence, Usinage laser en mode rafale

---

## **Conception and realisation of a femtosecond laser source with GHz-level pulse repetition rate and application to high repetition rate ablation regime**

**Abstract:** These last two decades, femtosecond laser technology has gained considerably in terms of maturity and reliability. These ultra-short laser pulses enable materials micro-machining with minimal thermal collateral effects, thus allowing to work with an outstanding precision, even on materials highly sensitive to temperature. Nevertheless, the penetration of femtosecond processing into the industrial manufacturing market is limited due to an insufficient productivity compared to the needs of the application markets and alternative technology of nanosecond lasers. The current strategies consist of optimizing the processes on the one hand and increasing the average power of the femtosecond laser sources on the other hand; these strategies raising major technological challenges. Another way suggests increasing the femtosecond ablation process efficiency by delivering bursts of low-energy pulses instead of one highly energetic pulse.

In this context, recent works showed that using bursts of pulses at a high repetition rate (on the order of GHz) allow to reach ablation rates one order of magnitude higher than the ones obtained by standard femtosecond pulse machining. Nevertheless, these promising results are controversial, as other works point out levels of efficiency lower than expected, added to collateral thermal damages on machined materials.

It appears that a thorough study of this new ablation regime is necessary in order to ensure that its interest is real on the one hand, and to point out the optimal configurations of its use on the other hand, especially in terms of laser parameters. Several optical oscillators delivering bursts of femtosecond pulses at GHz-level repetition rates and laser amplifiers have been developed to this purpose. These innovating laser systems have been designed to benefit from great flexibility in terms of laser parameters (pulse repetition rate, number of pulses per burst and energy notably). The wide range of reachable laser parameters allowed us to perform a thorough study of the GHz-ablation regime by numerous machining experiments on several materials of industrial interest. This study points out the influence of the different laser parameters and thus to explain the variety of results related to GHz-ablation and to guide the use of this regime under favorable conditions to reach an efficient and high-quality machining.

**Keywords:** High repetition rate processes, Laser-mater interaction, High repetition rate laser, Laser machining using burst mode

---

**CEntre Lasers Intenses et Applications,**  
UMR 5107, Université de Bordeaux, France.

# Remerciements

Après trois belles années de thèse, je voudrais ajouter une dernière touche à ce manuscrit pour remercier tous ceux qui, chacun à leur manière, m'ont aidé à faire ce bout de chemin qui s'est avéré bien plus riche que je n'avais pu l'imaginer.

J'ai eu la chance d'être entouré par une équipe d'encadrants profondément investis dans leur mission et qui m'ont grandement aidé pour ce projet de thèse. Je commencerais donc naturellement par les remercier, avec en premier lieu ma directrice de thèse Inka Manek-Hönninger et mon co-encadrant John Lopez pour le laboratoire CELIA, ainsi que Clemens Hönninger et Éric Audouard pour l'entreprise Amplitude Systèmes. Je tiens à souligner votre engagement auprès de moi pendant ces trois années, la liberté que vous m'avez laissé tout en étant toujours disponibles les nombreuses fois où j'en ai eu besoin. Si j'ai beaucoup appris auprès de vous, je retiendrai surtout l'importance du choix de la rigueur scientifique et de la créativité. C'est pour moi un plaisir de savoir que nous aurons toujours l'occasion de travailler ensemble après la fin de ma thèse.

Je remercie aussi ceux qui ont accepté de faire partie de mon jury : mes deux rapporteurs, Marwan Abdou Ahmed et Sylvain Lecler ainsi que Lionel Canioni et Stefan Nolte. Merci pour vos critiques constructives et pour les discussions stimulantes que nous avons pu avoir lors de ma soutenance.

Merci ensuite à Éric Mottay de m'avoir accepté au sein d'Amplitude Systèmes, là où s'est déroulée la plus grande partie de ma thèse ; merci de m'avoir fait confiance et de continuer à le faire aujourd'hui. Cette arrivée à Amplitude n'aurait probablement pas eu lieu si Julien Nillon ne m'avait pas accepté comme stagiaire pour faire des OPA il y a presque 5 ans. Merci à toi pour ça, mais surtout pour tout le reste ! Je remercie également toute la R&D d'Amplitude, d'abord pour m'avoir patiemment appris mon travail mais aussi pour savoir maintenir une si bonne ambiance dans les bureaux (surtout UN bureau qui se reconnaîtra), au labo (merci de ne jamais m'avoir fait baisser la musique !), et au Central (soyons honnêtes). Les autres services d'Amplitude ne sont pas en reste puisque, sur toutes ces années, j'ai eu l'occasion de venir ennuyer à peu près tout le monde pour résoudre mes problèmes, je tiens ici à les remercier pour leur aide et leur patience. Je pense que la palme peut être décernée aux électroniciens qui ont souvent du résister à l'envie de m'étriper en voyant mes montages électroniques parfois peu conventionnels tout en essayant de m'expliquer les arcanes des contrôleurs amplitudiens ! Enfin, je tiens

à saluer l'importance qu'à eu Konstantin Mishchik dans mon travail de thèse, tant dans l'aide qu'il m'a apporté pour mes différentes expériences d'usinage que pour sa créativité, son intuition et sa curiosité scientifique. Spasiba !

Je remercie également le laboratoire CELIA, et son directeur Éric Mevel, de m'avoir accueilli pour mener mon travail de thèse, et tout particulièrement l'équipe SLAM que je n'aurais malheureusement que trop peu côtoyé. Merci surtout à Kévin Gaudfrin pour son aide sur le poste Femtoweld et pour les nombreuses discussions qui ont égayé ces interminables séances de mesures au profilomètre. Bravo surtout pour ta patience à toute épreuve, notamment face à un laser qui avait clairement décidé de te prendre en grippe ! Je remercie également les collègues d'Alphanov pour m'avoir accueilli si longtemps chez eux. Merci donc d'avoir supporté un type qui prenait tout le temps le profilomètre sans le réserver, dont la carte ne marchait jamais, sans blouse et qui mettait la musique bien trop fort ; et merci de n'avoir pas fait de commentaires quand je réparais mon laser avec une scie à métaux et une perceuse !

J'en viens enfin à remercier mes amis qui m'ont accompagné pendant cette thèse en restant bien loin de toute source laser. Honneur aux anciens, aux indéboulonnables bourghello'ardéchois, présents depuis des temps immémoriaux et pourtant toujours aussi surprenants. J'ai dû m'éloigner mais pas d'inquiétude, le plan suit son cours ! Aujourd'hui dispersés, on se donne rendez-vous comme d'habitude à la Vernède, où que ce soit à l'avenir. Moins anciens mais tout aussi glorieux, merci aux HX3 pour tout ce temps périscolaire passé à se sublimer aux rondins, et bravo pour cette constante avance technologique que vous conservez sur moi (je vous laisse gagner, sachez le !). Merci notamment à PR, le retrouvé, pour ton soutien pendant cette année si particulière. Merci à tous de prouver chaque jour que *ce que Faïdherbe enseigne, ailleurs ne s'apprend pas*. Merci également à Katel pour ces soirées au Swing Marine qui ont longtemps rythmé ma vie bordelaise (l'incident diplomatique du café noisette est pardonné, mais fais gaffe !). Merci à Gilles d'avoir ouvert la voie du couplage AOM+AWG+EOM, je ne te remercie pas de me l'avoir fait payer par des peignées répétées aux échecs. On remet ça quand tu veux maintenant que tu es, comme d'autres bordelais avant toi, revenu de ton exil québécois.

Allez ! Merci enfin à tous mes camarades de Los Teoporos, fanfare du plaisir, du bombardement et de la Totalité totalement totale. Merci de me rappeler régulièrement que pour ne pas ralentir, il faut toujours accélérer ; et que s'il est bien manipulé, le bardouin peut devenir insoluble dans l'eau ! Merci pour ces deux superbes années en votre compagnie et pour celles à venir. Merci pour votre amitié si précieuse.

Je tiens enfin à remercier ma famille, merci pour votre soutien et pour la confiance que vous m'avez toujours témoignée.

# Table des matières

<b>Liste des figures</b>	<b>7</b>
<b>Acronymes et notations</b>	<b>12</b>
<b>Introduction</b>	<b>16</b>
<b>1 État de l’art</b>	<b>19</b>
1.1 Les lasers ultra-brefs . . . . .	19
1.1.1 Oscillateur optique . . . . .	19
1.1.2 Oscillateur à verrouillage de mode . . . . .	20
1.1.3 Verrouillage de mode par soliton et absorbant saturable . . . . .	22
1.2 Rafales d’impulsions ultra-brèves amplifiées . . . . .	25
1.2.1 Amplification d’impulsions ultra-brèves . . . . .	25
1.2.2 Amplification à dérive de fréquence . . . . .	26
1.2.3 Génération de rafales d’impulsions ultra-brèves . . . . .	27
1.3 Ablation par laser ultra-bref . . . . .	31
1.3.1 Absorption d’un rayonnement laser par un métal . . . . .	31
1.3.2 Ablation de matière par impulsion ultra-brève . . . . .	34
1.3.3 Cas particulier des semi-conducteurs et des diélectriques . . . . .	36
1.4 Utilisation des lasers femtosecondes pour l’usinage . . . . .	38
1.4.1 Intérêts et limites de l’usinage par impulsions femtosecondes . . . . .	38
1.4.2 Stratégies d’usinage à fortes puissances moyennes . . . . .	40
1.4.3 Stratégies pour augmenter l’efficacité d’ablation . . . . .	42
1.5 Conclusion . . . . .	44
<b>2 Conception de sources lasers</b>	<b>46</b>
2.1 Introduction . . . . .	46
2.2 Oscillateurs GHz délivrant des impulsions ultra-brèves . . . . .	47
2.2.1 Oscillateur à 1037 nm . . . . .	47
2.2.2 Oscillateur à 1030 nm . . . . .	50
2.2.3 Oscillateur industriel à 1030 nm . . . . .	55
2.3 Source laser à amplification fibrée . . . . .	58
2.3.1 Montage expérimental . . . . .	58



2.3.2	Performances et caractérisation de la source . . . . .	59
2.3.3	Limites de la source à amplification fibrée . . . . .	62
2.4	Source laser à amplification hybride fibre-cristal . . . . .	62
2.4.1	Montage expérimental . . . . .	63
2.4.2	Performance et caractérisation de la source . . . . .	64
2.5	Conclusion . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Première approche de l’ablation par rafales GHz</b>	<b>68</b>
3.1	Motivations . . . . .	68
3.2	Dispositif expérimental . . . . .	69
3.2.1	Source laser et montage expérimental . . . . .	69
3.2.2	Protocole expérimental . . . . .	71
3.3	Résultats . . . . .	72
3.3.1	Influence des paramètres laser . . . . .	72
3.3.2	Modifications à basses fluences . . . . .	76
3.4	Discussion . . . . .	78
3.4.1	Efficacité de l’ablation par rafale GHz . . . . .	78
3.4.2	Optimisation des paramètres d’influence . . . . .	80
3.4.3	Mécanisme d’ablation GHz . . . . .	80
3.5	Conclusion . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Étude systématique de l’ablation laser par rafales GHz</b>	<b>84</b>
4.1	Motivations . . . . .	84
4.2	Description des expériences . . . . .	85
4.2.1	Source laser et montage expérimental . . . . .	85
4.2.2	Protocole expérimental . . . . .	85
4.3	Résultats . . . . .	87
4.3.1	Efficacité d’ablation . . . . .	87
4.3.2	Qualité d’usinage : gravure de lignes . . . . .	92
4.3.3	Qualité de surface : perçage de cavités . . . . .	94
4.3.4	Influence du recouvrement spatial . . . . .	96
4.4	Discussion . . . . .	97
4.4.1	Recouvrement spatial et accumulation thermique . . . . .	97
4.4.2	Durée de rafale, efficacité et qualité d’usinage GHz . . . . .	98
4.4.3	Intérêt de l’usinage par rafales GHz . . . . .	99
4.4.4	Mécanisme d’ablation GHz . . . . .	100
4.5	Conclusion . . . . .	101
	<b>Conclusion générale</b>	<b>102</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>105</b>

# Table des figures

1.1	Schéma de principe d'une cavité laser de type Perot-Fabry. HR : hautement réfléchissant ; PR : partiellement réfléchissant. . . . .	20
1.2	Impulsion formée par onze modes longitudinaux présentant la même phase spectrale. Cinq des onze modes sont tracés en bleu, l'impulsion obtenue en rouge. . . . .	21
1.3	Trois mécanismes de verrouillage de mode : par absorbant saturable rapide (a), par absorbant saturable lent et saturation du gain (b) et par soliton et absorbant saturable lent (c). Figure reprise de la référence suivante [3]. . . . .	22
1.4	Schéma de principe d'un montage d'amplification par dérive de fréquence. AOM : modulateur acousto-optique (Acousto-optic modulator) . . . . .	26
1.5	Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des impulsions ultra-brèves. . . . .	27
1.6	Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des rafales d'impulsions ultra-brèves après amplification (a) à partir d'une ligne à retard par cristaux biréfringents (b) ou cubes polariseurs (c). CR : cristal biréfringent, CP : cube polariseur. . . . .	29
1.7	Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des rafales d'impulsions ultra-brèves avant amplification. . . . .	30
1.8	Captures d'écran d'un oscilloscope mesurant les efficacités de diffraction d'un PP (a, c) et des rafales d'impulsions obtenues à partir de ces PP et après amplification (b, d). . . . .	32
1.9	Mécanismes de transfert d'énergie lors de l'absorption d'une impulsion laser pour les deux sous-systèmes électrons (haut) et ions (bas) pour des temps de l'ordre de a) 100 fs, b) 1 ps et c) 100 ps. . . . .	33
1.10	Schéma du mécanisme de l'explosion coulombienne. . . . .	34
1.11	Présentation schématique des différents mécanismes thermiques d'ablation. . . . .	36
1.12	Mécanismes d'absorption des photons par les électrons d'un matériau semi-conducteur ou diélectrique. . . . .	37

1.13	Mesure par microscope confocal des cratères obtenus sur un échantillon de silicium par une impulsion laser. Gauche : laser Yuja de Amplitude, 450 fs, $1.9 J/cm^2$ . Droite : laser YLP-V2 de IPG, 100 ns, $1.8 J/cm^2$ . . . . .	39
1.14	Clichés MEB de sillons dans un échantillon d'acier 316L pour différentes puissances moyennes. . . . .	41
1.15	Clichés MEB de sillons dans un échantillon d'acier 316L pour différents recouvrements spatiaux et cadences de répétition. . . . .	43
2.1	Schéma de l'oscillateur GHz. LD : diode laser de pompe, GTI : miroir à interféromètre de Gires-Tournois, SESAM : miroir absorbant saturable semi-conducteur. . . . .	48
2.2	Évolution de la puissance moyenne délivrée par l'oscillateur en fonction de la consigne de la diode de pompe. . . . .	49
2.3	Train d'impulsions délivrées par l'oscillateur. . . . .	49
2.4	a) Mesure du spectre de l'oscillateur GHz. b) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées. . . . .	50
2.5	Mesure du train d'impulsions délivré par l'oscillateur lors d'une instabilité Q-Switch. . . . .	51
2.6	Sections efficaces d'absorption et d'émission d'un cristal d'Yb :KYW en fonction de la longueur d'onde. Figure extraite de l'article suivant [74]. . . . .	52
2.7	Courbes du ratio $I_{P,th}/I_{sat,P}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes transmissions de coupleurs de sortie. . . . .	53
2.8	Courbes du ratio $I_{P,th}/I_{sat,P}$ en fonction de la longueur d'onde pour différents couples de paramètres $L_g$ et $N_{tot,atm.}\%$ . . . . .	53
2.9	Spectre des oscillateurs GHz pour différentes valeurs de transmission du coupleur de sortie, pour un cristal d'Yb :KYW de 0,6 mm d'épaisseur, dopé à 10,0 %. . . . .	54
2.10	Spectre des oscillateurs GHz pour des cristaux de différents dopages et épaisseurs, pour une transmission du coupleur de sortie de 3 %. . . . .	54
2.11	a) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées par l'oscillateur GHz. b) Endurance de puissance moyenne en sortie de l'oscillateur. . . . .	55
2.12	Vue extérieure : a) du boîtier oscillateur GHz, b) de la baie d'intégration. . . . .	56
2.13	Plan d'assemblage : vue intérieure du boîtier oscillateur GHz. . . . .	56
2.14	Plan d'assemblage : vue intérieure de la baie d'intégration. . . . .	57
2.15	Schéma de principe du système laser conçu depuis une base de Satsuma HP <sup>2</sup> . PMC : Polarization-Maintaining Coupler, coupleur à maintien de polarisation. LD : Laser Diode. WDM : Wavelength Division Multiplexer, multiplexeur en longueur d'onde. PCF : Photonic Crystal Fiber, fibre à cristal photonique. . . . .	59

2.16	Caustique du faisceau en sortie du laser. Encart : mesure du faisceau en champ lointain. . . . .	60
2.17	a) Mesure du spectre du Satsuma GHz en configuration 100 $\mu\text{J}$ et 100 impulsions par rafale. b) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées dans la même configuration. . . . .	61
2.18	Rafale de 100 impulsions à une cadence intra-rafale de 0,88 GHz. Energie de 100 $\mu\text{J}$ par rafale et 1 $\mu\text{J}$ par impulsion. . . . .	61
2.19	Schéma de principe du système laser conçu depuis une base de Tangor. PMC : coupleur à maintien de polarisation. CFBG : étireur fibré à réseau de Bragg. LD : diode laser. WDM : Multiplexeur en longueur d'onde. AWG : générateur de fonctions arbitraires. EOM : modulateur électro-Optique. PCF : fibre à cristal photonique. . .	63
2.20	Mesure à l'oscilloscope d'une rafale d'impulsions à une cadence de 0.88 GHz sélectionnée avec : a) un AOM, b) un AOM suivi d'un EOM. . . . .	64
2.21	Endurance de puissance moyenne en sortie de la source Tangor GHz.	65
2.22	Caustique du faisceau en sortie du laser. Encart : mesure du faisceau en champ lointain. . . . .	65
2.23	a) Mesure du spectre du Tangor GHz en configuration 2 mJ et 50 impulsions par rafale. b) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées dans la même configuration. . . . .	66
2.24	Rafale de 50 impulsions à une cadence intra-rafale de 0.88 GHz. Energie de 2 mJ par rafale et 40 $\mu\text{J}$ par impulsion. . . . .	66
3.1	Schéma du montage expérimental de perçage par rafales GHz. CP : cube polariseur, L : lentille f(theta) (de focale 100 mm). . . . .	70
3.2	Mesure du faisceau au point focal de la lentille f(theta) (WinCamD-XHR de l'entreprise DataRay). . . . .	70
3.3	Volume ablaté en fonction de la fluence totale d'une rafale d'impulsions obtenu pour différentes configurations laser. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium, le Cuivre, l'Aluminium et l'acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel des différentes courbes. . . . .	73
3.4	Volume ablaté en fonction de la fluence totale, obtenu avec des rafales de même cadence intra-rafale et comptant un nombre variable d'impulsions. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium et le Cuivre. . . . .	74
3.5	Profils des cratères obtenus dans du Cuivre avec des rafales de 100, 200 et 400 impulsions à 1,76 GHz avec, pour chacune des configurations, une fluence totale de 14,3 J/cm <sup>2</sup> . . . . .	74

3.6	Volume ablaté en fonction de la fluence totale, obtenu avec des rafales de même durée et une seule rafale par cratère. Les mesures proviennent de perçages en un seul passage pour l'Aluminium et le Cuivre. . . . .	75
3.7	Profils des cratères obtenus dans du Cuivre avec des rafales de 100 impulsions à 0,88 GHz, 200 à 1,76 GHz et 400 à 3,52 GHz avec, pour chacune des configurations, une fluence totale de 12,2 J/cm <sup>2</sup> . . . . .	75
3.8	Images MEB (a-c) et profils (d-f) des modifications dans le Silicium provoquées par une rafale de 200 impulsions à une cadence intra-rafale de 0,88 GHz pour différentes fluences totales : F = 3,1 J/cm <sup>2</sup> (a et d), F = 3,3 J/cm <sup>2</sup> (b et e) et F = 7,7 J/cm <sup>2</sup> (c et f). . . . .	77
3.9	Débit d'ablation spécifique en fonction de la fluence totale d'une rafale d'impulsions obtenu pour différentes configurations laser. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium, le Cuivre, l'Aluminium et l'acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel des différentes courbes. . . . .	79
3.10	a) Mécanisme d'ablation GHz en deux étapes : chauffage par accumulation thermique puis ablation efficace d'une matière chauffée. b) Mécanisme de génération des cratères : augmentation locale de la température puis éjection de matière lorsque la température d'évaporation est atteinte. . . . .	81
4.1	Schéma des différents procédés d'usinage. . . . .	86
4.2	Débits d'ablation spécifique pour le Silicium et le Cuivre en fonction de la fluence obtenus avec des rafales de 200 impulsions à 0,88 GHz pour l'ablation de cratères (cercles creux), de lignes (lignes) et de cavités (carrés). Les lignes en pointillés sont un guide visuel. . . . .	88
4.3	Débits d'ablation spécifique en fonction de la fluence des rafales obtenus avec différentes rafales GHz en perçant des cavités en 15 passages dans du Silicium, du Cuivre, de l'Aluminium et de l'acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel. . . . .	89
4.4	Résultats obtenus par ablation de lignes dans le Silicium avec des rafales d'impulsions à une cadence intra-rafale de 1,76 GHz : section moyenne de matière ablatée (a), section moyenne de matière redéposée (b), débit d'ablation spécifique (c) et facteur de qualité Q (d) en fonction de la fluence totale de la rafale. L'encart dans le graphique (b) présente les profils des lignes pour les trois configurations à une fluence proche de 40 J/cm <sup>2</sup> . . . . .	93
4.5	Résultats obtenus par ablation de lignes dans le Cuivre avec des rafales d'impulsions à une cadence intra-rafale de 1,76 GHz : section moyenne de matière ablatée (a), section moyenne de matière redéposée (b), débit d'ablation spécifique (c) et facteur de qualité Q (d) en fonction de la fluence totale de la rafale. . . . .	94

4.6	Clichés MEB du fond des cavités usinées dans les échantillons d'Aluminium pour cinq différentes configurations de rafale : 0,88 GHz et 200 impulsions, 1,76 GHz et 100, 400 et 1600 impulsions et 3,52 GHz et 800 impulsions, à une fluence proche de 15 J/cm <sup>2</sup> (a). Graphique de la rugosité Sa de la surface de fond des cavités en fonction de la fluence des rafales pour le Silicium, le Cuivre, l'Aluminium et l'acier 316L (b). Les paramètres de la rafale sont ici une cadence intra-rafale de 1,76 GHz et 100 impulsions par rafale (durée totale de 57 ns). . . . .	95
4.7	Clichés MEB du fond des cavités usinées dans les échantillons de Cuivre pour neuf différentes configurations de rafale (cadences intra-rafale de 0,88, 1.76 et 3.52 GHz, durée de rafale de 57, 228 et 912 ns) à une fluence proche de 38 J/cm <sup>2</sup> . . . . .	96
4.8	Débits d'ablation spécifique obtenus en gravure de lignes dans le Cuivre avec des rafales de 50 impulsions à une cadence de 0,88 GHz (a). Les quatres courbes présentent les débits d'ablation pour quatre recouvrements spatiaux différents en fonction de la fluence. Facteur de qualité Q en fonction de la fluence pour les mêmes conditions expérimentales (b). . . . .	97

# Acronymes et notations

**AOM** : Acousto-Optic Modulator  
**AWG** : Arbitrary Waveform Generator  
**CFBG** : Chirped Fiber Bragg Grating  
**CP** : Cube Polariseur  
**CPA** : Chirped Pulse Amplification  
**CR** : Cristal Biréfringent  
**CWML** : Continuous Wave Mode-Locking  
**DOE** : Diffractive Optical Element  
**EOM** : Electro-Optic Modulator  
**GTI** : Gires-Tournois Interferometer  
**GVD** : Group Velocity Dispersion  
**HR** : Hautement Réfléchissant  
**KLM** : Kerr-Lens Mode-locking  
**LD** : Laser Diode  
**MEB** : Microscope Électronique à Balayage  
**Mod. Ext.** : Modulateur Externe  
**PCF** : Photonic-Crystal Fiber  
**PFD** : Programmable Frequency Divider  
**PMC** : Polarization-Maintaining Coupler  
**PP** : Pulse-Picker  
**PR** : Partiellement Réfléchissant  
**QSML** : Q-Switched Mode-Locking  
**SESAM** : Semiconductor Saturable-Absorber Mirror  
**SLM** : Spatial Light Modulator  
**SPM** : Self-Phase Modulation  
**TOD** : Third-Order Dispersion  
**TTM** : Two-Temperature Model

**WDM** : Wavelength Division Multiplexer  
**ZAT** : Zone Affectée Thermiquement  
**A** : Transmission de la surface d'un matériau irradié  
**A(t)** : Amplitude du champ électrique  
**C** : Chaleur spécifique volumique  
**D** : Dispersion de vitesse de groupe (GVD)  
**D<sub>g</sub>** : Dispersion du gain  
**D<sub>h</sub>** : Coefficient de diffusivité thermique à température ambiante  
**E<sub>a</sub>** : Énergie laser absorbée  
**E<sub>Asat</sub>** : Énergie de saturation d'un absorbant saturable  
**E<sub>b</sub>** : Énergie totale d'une rafale  
**E<sub>c</sub>** : Énergie minimale de la bande de conduction  
**E<sub>crit</sub>** : Énergie par impulsion critique, seuil de stabilité du régime de fonctionnement CWML  
**E<sub>dom</sub>** : Seuil de dommage en énergie d'un amplificateur  
**E<sub>gap</sub>** : Bande d'énergie interdite entre les bandes de valence et de conduction d'un semi-conducteur  
**E<sub>Lsat</sub>** : Énergie de saturation du gain  
**E<sub>p</sub>** : Énergie d'une impulsion  
**E<sub>photon</sub>** : Énergie d'un photon  
**E<sub>th</sub>** : Énergie seuil d'ablation  
**E<sub>v</sub>** : Énergie maximale de la bande de valence  
**F<sub>opt</sub>** : Fluence pour laquelle l'efficacité d'ablation est maximale  
**F<sub>sat</sub>** : Fluence de saturation d'un SESAM  
**F<sub>th</sub>** : Fluence seuil d'ablation  
**g** : Gain total pour un aller-retour dans une cavité oscillateur  
**I(t)** : Intensité d'un rayonnement laser  
**I<sub>P,th</sub>** : Intensité seuil de pompe  
**I<sub>sat,P</sub>** : Intensité de saturation de la pompe  
**k** : Conductivité thermique  
**l** : Pertes linéaires pour un aller-retour dans une cavité oscillateur  
**L<sub>g</sub>** : Longueur d'un milieu à gain  
**l<sub>h</sub>** : Longueur caractéristique de diffusion de chaleur  
**N<sub>ppb</sub>** : Nombre d'impulsions par rafale



$\mathbf{N}_1, \mathbf{N}_2$  : Densités d'ions actifs dans les états bas et haut de la transition laser  
 $\mathbf{N}_{tot,atm.\%}$  : Concentration de dopage en ions actifs dans le milieu à gain  
 $\mathbf{Q}$  : Flux de chaleur  
 $\mathbf{q}(\mathbf{t})$  : Pertes saturables dans une cavité oscillateur  
 $\mathbf{q}_0$  : Perte non-saturées  
 $\mathbf{P}$  : Puissance moyenne d'un laser  
 $\mathbf{R}$  : Réflectivité  
 $\mathbf{R}_{ns}$  : Réflectivité non saturable d'un SESAM (pour une fluence incidente importante)  
 $\mathbf{S}$  : Terme source de chauffage par laser  
 $\mathbf{S}_{spot}$  : Aire du faisceau laser sur cible  
 $\mathbf{T}_c$  : Température du point critique  
 $\mathbf{T}_e$  : Température des électrons  
 $\mathbf{T}_{th}$  : Température seuil d'ablation  
 $\mathbf{T}_i$  : Température des ions d'un réseau métallique  
 $\mathbf{T}_l$  : Température de fusion  
 $\mathbf{T}_{osc}$  : Période de répétition d'un oscillateur  
 $\mathbf{T}_{OC}$  : Transmission du coupleur de sortie d'une cavité oscillateur  
 $\mathbf{T}_{PP}$  : Période de répétition d'un AOM utilisé comme pulse-picker  
 $\mathbf{v}_{scan}$  : Vitesse de balayage d'un scanner galvanométrique  
 $\alpha$  : coefficient d'absorption d'un matériau  
 $\beta_2$  : coefficient d'ordre 2 de la décomposition en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$   
 $\beta_3$  : coefficient d'ordre 3 de la décomposition en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$   
 $\delta$  : Coefficient non-linéaire dû à l'auto-modulation pour un aller-retour dans la cavité oscillateur  
 $\delta_l$  : Pertes parasites pour un aller-retour dans une cavité oscillateur  
 $\Delta f_s$  : Bande passante d'un soliton  
 $\Delta R$  : Profondeur de modulation d'un SESAM  
 $\Delta \Omega$  : Intervalle spectral libre  
 $\gamma$  : Paramètre de couplage électrons-ions  
 $\nu_{osc}$  : cadence de répétition d'un oscillateur  
 $\nu_p$  : cadence intra-rafale  
 $\nu_{PP}$  : cadence de répétition d'un AOM utilisé comme pulse-picker

$\rho$  : Densité de matière  
 $\sigma_{abs}$  : Section efficace d'absorption  
 $\sigma_{em}$  : Section efficace d'émission  
 $\tau$  : Durée d'une impulsion  
 $\tau_a$  : Temps d'ablation dans une rafale GHz  
 $\tau_A$  : Temps de relaxation d'un absorbant saturable  
 $\tau_b$  : Durée totale d'une rafale  
 $\tau_h$  : Temps de chauffage dans une rafale GHz  
 $\tau_p$  : Durée d'une impulsion à mi-hauteur en intensité  
 $\tau_r$  : Temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans une cavité oscillateur  
 $\tau_{r,tot}$  : Temps de réponse total d'un AOM et de son pilote RF  
 $\Phi_0$  : Déphasage d'un soliton pour un aller-retour dans la cavité oscillateur  
 $\Omega$  : Largeur spectrale du gain à mi-hauteur  
 $\Omega_s$  : Chaleur spécifique massique de sublimation

# Introduction

Ces deux dernières décennies, la technologie des lasers femtosecondes a considérablement gagné en maturité et en fiabilité. Ces impulsions dites ultra-courtes permettent aujourd'hui de réaliser des procédés de micro-usinage avec des dommages thermiques minimes, autorisant ainsi de travailler avec une grande précision et un faible endommagement matière sur une grande variété de matériaux, notamment les matériaux thermo-sensibles. Néanmoins, la pénétration de cette technologie dans les marchés applicatifs industriels est freinée par une productivité insuffisante au regard des besoins industriels et des performances atteintes par les lasers nanosecondes. Pour palier à ce problème, les stratégies utilisées consistent en une optimisation des procédés et en l'obtention de puissances moyennes de plus en plus élevées avec les sources laser femtosecondes, stratégies soulevant de grands défis technologiques. Une autre voie propose d'augmenter l'efficacité des procédés d'ablation en délivrant différemment l'énergie sur la matière : par rafales d'impulsions de faible énergie plutôt que par impulsions uniques de forte énergie.

Dans ce contexte, de récents travaux [1] ont montré que l'utilisation de rafales d'impulsions à très haute cadence (de l'ordre du GHz) permet d'atteindre des niveaux d'efficacité supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux de l'usinage par impulsions femtosecondes classique. Ces résultats encourageants sont néanmoins controversés, d'autres travaux ayant par la suite mis en évidence des niveaux d'efficacité en deçà des attentes mais aussi la présence de dommages thermiques sur les matériaux usinés.

Une étude approfondie sur le potentiel et les limitations de ce nouveau procédé se révèle donc nécessaire pour apporter des arguments tangibles et en identifier les fenêtres opératoires pour lesquelles il apporte un réel bénéfice. L'approche originale de ce travail de thèse a été de travailler à la fois sur la conception de la source laser, en particulier sur l'oscillateur pour générer ces rafales d'impulsions GHz, et sur les procédés d'ablation. Différents oscillateurs optiques délivrant des impulsions femtosecondes à des cadences de l'ordre du GHz ainsi que des systèmes d'amplification adaptés aux rafales d'impulsions à haute cadence ont été développés. Ces systèmes laser innovants ont été conçus pour permettre une grande flexibilité sur les paramètres laser (cadence des impulsions, nombre d'impulsions par rafale et énergie notamment), condition nécessaire pour une étude paramétrique exhaustive sur les paramètres d'influence et les fenêtres opératoires associées. La

variété des paramètres laser accessibles a permis une étude approfondie du procédé d'ablation par rafales GHz sous la forme de nombreux essais d'usinage sur des matériaux d'intérêt industriel. Cette étude a mis en évidence l'influence des différents paramètres laser et a ainsi permis d'expliquer l'hétérogénéité des résultats obtenus dans la littérature avec ce procédé et d'orienter l'utilisation de ce procédé dans des conditions favorables à l'obtention d'un usinage efficace et de bonne qualité.

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications, Université de Bordeaux) et l'entreprise Amplitude Systèmes, et sous la direction d'Inka Manek-Hönniger et co-encadré par John Lopez.

La première partie de mon manuscrit sera consacrée à la mise en place des concepts théoriques qui seront par la suite utilisés. Ceux-ci portent sur deux sujets distincts : les lasers et l'interaction laser-matière. Concernant les lasers, nous nous concentrerons sur la technologie des lasers délivrant des impulsions femtosecondes d'énergie modérée (de l'ordre du  $\mu\text{J}$ ), notamment les sources laser utilisant des matériaux dopés aux ions  $\text{Yb}^{3+}$ . La présentation d'interactions laser-matière sera limitée à ce qu'il est nécessaire de connaître afin de comprendre le contexte de l'utilisation des lasers femtosecondes pour l'ablation de matière (notamment pour les métaux, les alliages métalliques ainsi que le Silicium), les mécanismes en jeu et les problématiques qui en découlent.

La deuxième partie sera consacrée aux travaux de conception laser menés durant ma thèse. Les différents oscillateurs et les amplificateurs qui ont été développés seront présentés, ainsi que les contraintes qui ont menées à l'utilisation des différentes technologies laser. Les caractéristiques et les limites de chacune de ces sources laser seront présentées.

La troisième partie de ce manuscrit portera sur les premières expériences d'usinage par rafales GHz d'impulsions femtosecondes qui ont été menées avec une première source laser développée durant ma thèse. Ces expériences constituent une première approche de l'ablation par rafales GHz, dans un cas simple de perçage de cratères pour différents paramètres laser. Ces expériences permettent d'une part une comparaison avec les résultats obtenus par Kerse et al. [1], mais aussi avec les autres régimes d'ablation (par impulsions femtosecondes et nanosecondes), et une mise en évidence des paramètres laser influençant le débit d'ablation obtenu dans ce régime particulier.

Enfin, la quatrième partie présentera la seconde série d'expériences d'usinage par rafales GHz d'impulsions femtosecondes. Il s'agira ici d'étendre la première étude à de nouveaux procédés d'usinage, la gravure de lignes et le perçage de cavités, à une plus grande gamme de puissances moyennes (jusque 100 W) et à une évaluation de la qualité d'usinage obtenue avec le procédé d'ablation GHz. Pour cela, une seconde source laser développée durant la thèse a été utilisée. Comparée à la première, celle-ci délivre une puissance moyenne plus importante, permet un contrôle de l'énergie des impulsions des rafales et comprend un oscillateur présen-

tant une plus grande fiabilité. Les résultats obtenus seront d'abord présentés puis mis en perspective avec d'autres travaux portant sur l'ablation GHz et d'autres régimes d'ablation.

# Chapitre 1

## État de l'art

Ce travail de thèse repose d'une part sur la conception de lasers délivrant des rafales d'impulsions femtosecondes à haute cadence et d'autre part sur l'étude de l'ablation avec ce type de laser. Afin d'établir le contexte de ces travaux, ce chapitre présentera un état de l'art de ces deux aspects en progressant le long d'une chaîne qui commence par la génération d'impulsions laser et se termine par l'ablation de matière par ces impulsions.

Dans la première partie de ce chapitre, les différents aspects théoriques concernant l'obtention d'impulsions ultra-brèves seront présentés. La deuxième partie traitera de l'amplification de ces impulsions et la génération de rafales d'impulsions ultra-brèves à haute cadence. Dans la troisième partie, j'exposerai les phénomènes physiques en jeu lors de l'irradiation d'un matériau par des impulsions laser et entraînant l'ablation de matière. Enfin, un état de l'art de l'utilisation des lasers femtosecondes pour l'usinage sera présenté en quatrième partie et permettra d'établir le cadre dans lequel évolue l'étude de l'ablation par rafale d'impulsions à haute cadence.

### 1.1 Les lasers ultra-brefs

#### 1.1.1 Oscillateur optique

Les lasers sont des oscillateurs optiques qui sont composés a minima d'un milieu amplificateur pompé dans une cavité résonnante présentant un couplage avec le milieu extérieur et délivrant un faisceau de lumière cohérente (voir figure 1.1). La mise en place d'un régime stationnaire de fonctionnement du laser implique (i) que le faisceau de photons rencontre à chaque aller-retour dans la cavité un gain au moins égal aux pertes, et (ii) que sa trajectoire imposée par la disposition et l'alignement des différents éléments de la cavité ne s'écarte pas de l'axe optique, et ce après un grand nombre d'allers-retours dans la cavité. Par ailleurs, dans la cavité, une infinité d'ondes stationnaires spectralement distantes d'une fréquence  $\Delta\Omega = 2\pi/\tau_r$  (intervalle spectral libre), avec  $\tau_r$  le temps mis par la lumière pour

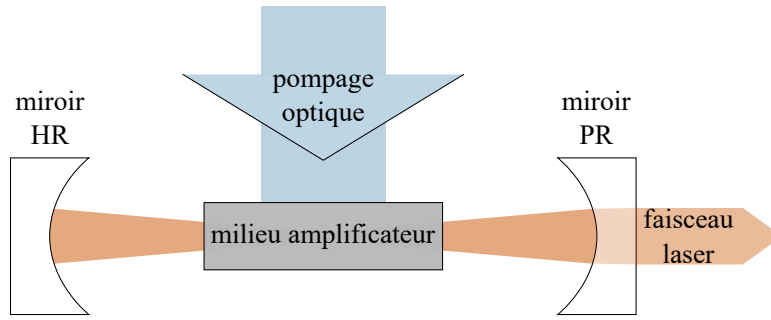


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d’une cavité laser de type Perot-Fabry. HR : hautement réfléchissant ; PR : partiellement réfléchissant.

faire un aller-retour dans la cavité, peuvent être piégées. La superposition de la courbe de ces modes résonnants avec celle du gain dans la cavité permet d’obtenir les modes en mesure d’avoir un effet laser : ce sont les modes propres longitudinaux de la cavité. Dans notre travail, nous avons utilisé des matériaux dopés aux ions Ytterbium qui présentent une bande spectrale de gain de plusieurs dizaines de nanomètres de large [2] (environ 25 nm pour les matériaux Yb :KYW), ce qui permet d’amplifier un grand nombre de modes longitudinaux dans la cavité. Dans ces conditions, l’effet laser apparaît pour les modes présentant un gain supérieur aux pertes de la cavité, mais ceux-ci ne présentent aucune relation de phase entre eux. Des interférences constructives et destructives ont lieu de manière aléatoire entre ces modes et la cavité délivrera un effet laser continu dans le temps et spectralement étroit.

### 1.1.2 Oscillateur à verrouillage de mode

La mise en phase d’un grand nombre de modes longitudinaux de la cavité favorise les interférences constructives entre eux. Le verrouillage de mode consiste à faire interférer les modes longitudinaux de la cavité de manière constructive. Le résultat de ces interférences est alors une impulsion unique (voir figure 1.2) qui circule dans la cavité laser à la vitesse de la lumière. Le laser est alors en régime de verrouillage de mode. La mise en place de ce régime de fonctionnement se fait en introduisant un ou plusieurs éléments dans la cavité afin de moduler les pertes, soit de manière active, soit de manière passive. Le verrouillage de mode actif est obtenu en introduisant un modulateur d’amplitude dans la cavité, mais ne sera pas discuté ici.

Le verrouillage de mode passif repose sur l’introduction de pertes saturables  $q(t)$  dans la cavité par un ou plusieurs éléments qui constituent un absorbant saturable. Ces pertes, contrairement aux pertes fixes de la cavité laser, sont fonctions de l’amplitude du champ électrique  $A(t)$ . Pour une amplitude faible, les pertes tendent vers un maximum de  $q_0$ , les pertes non-saturées, et décroissent avec l’intensité du champ. La dynamique de ces pertes est donnée par l’équation

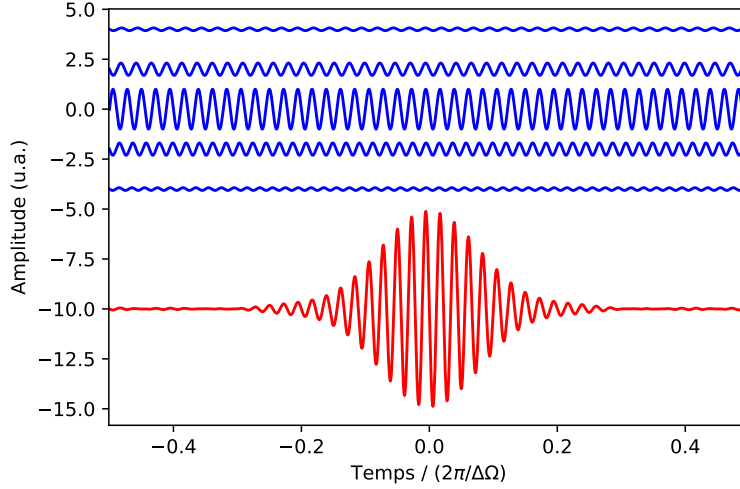


FIGURE 1.2 – Impulsion formée par onze modes longitudinaux présentant la même phase spectrale. Cinq des onze modes sont tracés en bleu, l’impulsion obtenue en rouge.

suivante :

$$\frac{\partial q(t)}{\partial t} = -\frac{q(t) - q_0}{\tau_A} - \frac{|A(t)|^2}{E_{Asat}} q(t) \quad (1.1)$$

avec  $\tau_A$  le temps de relaxation de l’absorbant et  $E_{Asat}$  son énergie de saturation. Les intensités élevées apparaissant dans le cas d’un fonctionnement impulsionnel, ces pertes saturables vont donc favoriser le fonctionnement de la cavité en régime de verrouillage de mode.

Selon les absorbants saturables utilisés, on distingue trois mécanismes de verrouillage de mode passif permettant d’obtenir des impulsions ultra-brèves (de plusieurs dizaines de femtosecondes à quelques picosecondes, représentés schématiquement en figure 1.3) [3, 4] :

- verrouillage de mode par absorbant saturable rapide (a)
- verrouillage de mode par absorbant saturable lent et saturation du gain (b)
- verrouillage de mode par soliton et absorbant saturable lent (c)

Les absorbants saturables sont dits rapides si leur temps de relaxation est de l’ordre de la durée l’impulsion obtenue, et lents si ce temps est bien plus important que cette dernière.

Dans les deux premiers cas, le verrouillage de mode est obtenu par la création d’une courte fenêtre durant laquelle le gain est supérieur aux pertes. Ainsi, seule l’impulsion dans cette fenêtre de temps bénéficie d’un gain net (gain - pertes) positif alors que le bruit dans la cavité ne peut atteindre le seuil d’effet laser. Le verrouillage de mode par effet Kerr (Kerr-lens mode-locking, KLM) est un mécanisme permettant d’obtenir un absorbant saturable rapide. L’effet Kerr est un



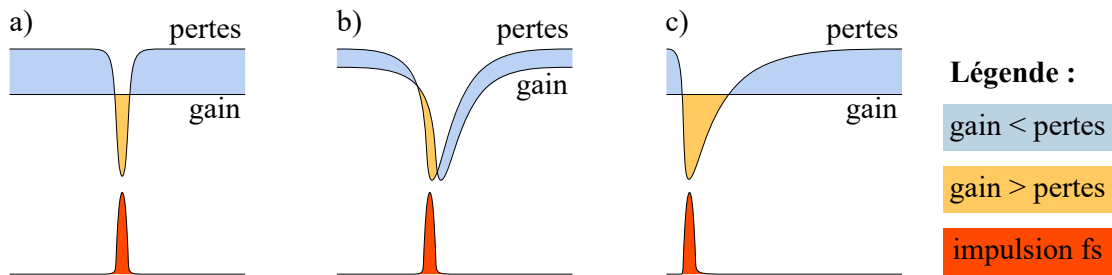


FIGURE 1.3 – Trois mécanismes de verrouillage de mode : par absorbant saturable rapide (a), par absorbant saturable lent et saturation du gain (b) et par soliton et absorbant saturable lent (c). Figure reprise de la référence suivante [3].

effet qui entraîne, pour de fortes intensités, l'auto-focalisation du faisceau dans un milieu non-linéaire. Cet effet étant non-linéaire, les plus fortes intensités subissent une focalisation plus importante et l'introduction d'un filtre spatial (diaphragme ou taille du faisceau de pompe dans le milieu amplificateur) permet d'introduire des pertes saturables. Le modèle théorique du verrouillage de mode par absorbant saturable rapide est décrit dans la référence suivante [5]. Dans le deuxième cas, le verrouillage de mode par absorbant saturable lent permet d'obtenir des durées d'impulsions plus courtes que le temps de relaxation de l'absorbant. Ce mécanisme est possible pour les lasers qui présentent, en plus d'un absorbant saturable, un amplificateur saturable. C'est par exemple le cas dans les lasers à colorants où l'absorbant saturable et le milieu amplificateur saturable sont des solutions de colorants organiques. La balance entre ces deux effets saturables permet alors l'obtention d'impulsions courtes [6, 7].

### 1.1.3 Verrouillage de mode par soliton et absorbant saturable

Un soliton est une onde se propageant dans un milieu non-linéaire sans se déformer. Le troisième régime de verrouillage de mode, évoqué dans la partie précédente, consiste à former un soliton dans la cavité oscillateur. Pour que ce soliton ne se dissipe pas au fur et à mesure de sa propagation dans la cavité, il est nécessaire d'une part qu'il bénéficie d'un gain net positif à chaque aller-retour et, d'autre part, qu'un aller-retour dans la cavité ne lui fasse pas subir une dérive de fréquence ("chirp" en anglais) importante. Il faut pour cela compenser le chirp positif, causé par l'auto-modulation de phase (Self-Phase Modulation, SPM), par un chirp négatif, qui peut être introduit par une paire de prismes ou des miroirs avec un interféromètre de Gires-Tournois [8] (Gires-Tournois Interferometer, GTI). L'ajout dans la cavité d'un absorbant saturable lent permet la stabilisation du soliton.

L'équation maîtresse de Haus [4] permet la description d'un laser présentant un

verrouillage de mode par absorbant saturable en donnant l'évolution temporelle du champ électrique  $A(T, t)$  dans la cavité :

$$\tau_r \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[ -iD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A(T, t)|^2 \right] A(T, t) + \left[ (g-l) + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(T, t) \right] A(T, t). \quad (1.2)$$

Cette équation introduit une deuxième variable temporelle,  $T$ , afin de décrire l'évolution temporelle sur le long terme du champ électrique. Les autres termes de l'équation représentent les phénomènes suivants :

- $(g - l)$  est le gain net par aller-retour dans la cavité avec  $g$  le gain et  $l$  les pertes linéaires.
- $q(T, t)$  représente les pertes saturables dans la cavité.
- $D_g = g/\Omega_g^2$  est la dispersion du gain avec  $\Omega_g$  la largeur spectrale du gain à mi-hauteur.
- $D$  est la dispersion de vitesse de groupe (group velocity dispersion, GVD) pour un aller-retour dans la cavité.
- $\delta$  est le coefficient non-linéaire dû à l'auto-modulation pour un aller-retour dans la cavité.

La première partie de cette équation correspond à l'équation de Schrödinger non-linéaire, approximation de l'équation maîtresse de Haus dont le soliton est solution. Cette solution prend la forme suivante :

$$A_s(T, t) = \sqrt{\frac{E_p}{2\tau}} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) \exp(i\Phi_0 \frac{T}{\tau_r}), \quad (1.3)$$

Avec  $E_p$  l'énergie de l'impulsion,  $\tau$  sa durée et  $\Phi_0 = \frac{\delta E_p}{4\tau} = \frac{|D|}{\tau^2}$  le déphasage du soliton introduit par un aller-retour dans la cavité. L'expression de  $\Phi_0$  nous donne une relation particulière, dite de l'aire du soliton, qui relie la durée du soliton à son énergie, la dispersion d'ordre deux et la SPM par aller-retour dans la cavité :

$$\tau = \frac{4|D|}{\delta E_p} \quad (1.4)$$

La durée la plus courte, la limite de Fourier, est alors obtenue quand la dispersion compense parfaitement la SPM et n'est limitée que par la largeur spectrale du gain du laser. Cette limite en durée est définie par la relation suivante :

$$\tau_p \Delta f_s = \frac{(2\ln(\sqrt{2} + 1))^2}{\pi^2} \simeq 0,315 \quad (1.5)$$

Avec  $\Delta f_s$  la bande passante du soliton et  $\tau_p$  la durée de l'impulsion à mi-hauteur en intensité (pour une impulsion en sécante hyperbolique carrée,  $\tau_p = \tau(2\ln(\sqrt{2} + 1)) \simeq 1,763\tau$ ).

Contrairement aux autres mécanismes de verrouillage de mode présentés dans la partie précédente, la formation de l'impulsion ne repose donc pas sur l'ouverture

d'une fenêtre de gain net positif qui se refermerait juste après l'impulsion, mais sur la balance entre GVD et SPM intra-cavité. L'utilisation d'un absorbant saturable lent sans saturation du gain est donc suffisante pour introduire les pertes saturables dans la cavité qui permettent la stabilisation du soliton [9, 10] contre une amplification du bruit dans la cavité. L'introduction de ces pertes saturables se fait souvent à l'aide d'un miroir absorbant saturable semi-conducteur (SESAM).

Le SESAM est constitué d'un matériau absorbant intégré dans la structure d'un miroir de Bragg formé par la succession de fines couches de matériaux semi-conducteurs à haut indice et bas indice. Une description précise des différents types de SESAM pourra être trouvée dans la référence suivante [3]. L'absorption du matériau est due au fait que les photons incidents, en rencontrant cette couche, font passer les électrons de la bande de valence en bande de conduction. Ainsi, pour un flux de photons suffisamment important, la bande de valence n'est plus peuplée par un grand nombre d'électrons et l'absorption du matériau diminue. C'est cet effet qui permet à l'absorbant semi-conducteur de constituer un absorbant saturable. La réflectivité du SESAM  $R$  en fonction de la fluence  $F$  du faisceau incident est alors donnée par la formule suivante :

$$R(F) = R_{ns}(1 - \Delta R \frac{F_{sat}}{F}(1 - \exp(-\frac{F}{F_{sat}}))) \quad (1.6)$$

Avec ici  $R_{ns}$  les pertes non saturables du SESAM, c'est à dire les pertes pour une fluence incidente importante,  $F_{sat}$  la fluence de saturation du SESAM et  $\Delta R$  la profondeur de modulation du SESAM, différence entre  $R_{ns}$  et les pertes pour une fluence incidente très faible. La dynamique temporelle de ces pertes suit l'équation 1.1. Il est possible d'ajuster certains de ces paramètres de saturation afin d'optimiser le SESAM pour certains types de fonctionnement (haute puissance moyenne, haute cadence par exemple).

Différents paramètres du SESAM influencent la stabilité du verrouillage de mode obtenu. Il est notamment apparu, avec les SESAM, une tendance au fonctionnement du laser en régime de verrouillage de mode déclenché (Q-Switched Mode-Locking, QSML) plutôt qu'en régime de verrouillage de mode continu (Continuous Wave Mode-Locking, CWML) [11]. Le QSML est un régime instable d'oscillateur avec une forte variation de l'énergie des impulsions délivrées qui doit être évité, notamment du fait que l'amplification des impulsions les plus énergétiques peut amener à dépasser le seuil de dommage d'éléments optiques du laser. Afin d'éviter la mise en place de ce régime instable, Hönninger et. al. ont défini un critère de stabilité [12] dans le cas d'un absorbant largement saturé :

$$E_p > E_{crit} = \sqrt{E_{Lsat} E_{Asat} \Delta R} \quad (1.7)$$

avec  $E_{crit}$  l'énergie par impulsion critique, seuil de stabilité du régime CWML, et  $E_{Lsat}$  l'énergie de saturation du gain (l'énergie de saturation correspondant au produit de la fluence de saturation par la taille effective du mode laser dans

le milieu à gain). Il est à noter que le critère de stabilité est différent dans le cas du verrouillage de mode par soliton afin de prendre en compte notamment l'interaction entre l'effet soliton et le filtrage spectrale par le gain [12].

Il apparaît alors que la conception d'un oscillateur stable délivrant des impulsions ultra-brèves par verrouillage de mode par soliton repose sur le contrôle fin de tous les composants de l'oscillateur, à savoir :

- cavité oscillateur : cadence de répétition de l'oscillateur, taille de mode sur les différents éléments optiques de la cavité, stabilité de l'effet laser
- milieu à gain : longueur d'onde centrale et largeur spectrale du gain, SPM due à l'effet Kerr, GVD due à la traversée du matériau
- pertes non saturables : seuil de l'effet laser, énergie des impulsions, énergie intra-cavité
- miroir GTI : compensation de la dispersion normale intra-cavité
- SESAM : stabilité du régime CWML

L'obtention d'un oscillateur stable n'est néanmoins qu'une étape dans la conception d'un laser femtoseconde destiné à l'ablation de matériaux tels que les métaux. En effet, les oscillateurs à verrouillage de mode par soliton présentent des énergies par impulsion modérées qui ne suffisent pas à ablater cette matière. Nous verrons dans la partie suivante comment atteindre ces niveaux d'énergie à partir d'un oscillateur femtoseconde et comment générer des trains d'impulsions énergétiques à haute cadence.

## 1.2 Rafales d'impulsions ultra-brèves amplifiées

### 1.2.1 Amplification d'impulsions ultra-brèves

L'utilisation de lasers ultra-brefs pour l'ablation nécessite des énergies par impulsions souvent difficilement accessibles directement avec un oscillateur, il est alors nécessaire d'ajouter un étage d'amplification au système laser. Les matériaux dopés aux ions Ytterbium, fibres ou cristaux, sont largement utilisés aujourd'hui pour l'amplification d'impulsions femtosecondes. Ils bénéficient d'une part de la disponibilité de diodes de pompe de forte puissance moyenne aux longueurs d'onde d'absorption maximale de ces matériaux (940 et 980 nm selon la matrice hôte) et d'une largeur de bande suffisante pour conserver une largeur spectrale nécessaire à l'obtention des durées ultra-courtes. D'autre part, les cristaux dopés Ytterbium présentent un faible "défaut quantique", compris dans le sens utilisé en science des lasers : la différence entre l'énergie des photons de pompe (pic d'absorption) et celle des photons signal (pic d'émission). D'environ 10 % pour les matériaux dopés Ytterbium contre environ 25 % pour le Néodyme et 40 % pour le Titane (dans une matrice de saphir), ce faible défaut quantique indique une minimisation des pertes d'énergie sous forme de transfert radiatif. Ceci est un avantage non négligeable dans la problématique de la montée en puissance moyenne des lasers où la gestion

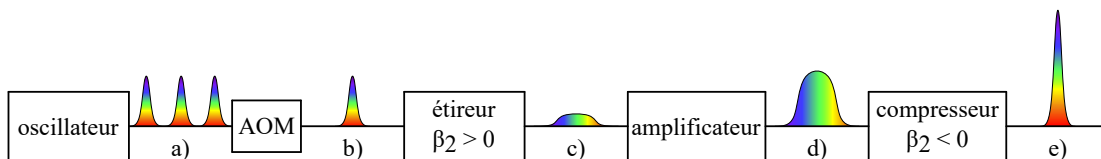


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'un montage d'amplification par dérive de fréquence. AOM : modulateur acousto-optique (Acousto-optic modulator)

de la chaleur est un problème majeur.

La gestion de la thermique dans les milieux amplificateurs pompés n'est cependant pas la seule limite à l'amplification d'impulsions ultra-brèves. En effet, ces impulsions présentant des puissances crêtes élevées du fait de leur courte durée, un certain nombre de phénomènes deviennent limitant à de plus faibles puissances moyennes qu'avec des impulsions de durée plus importante. En premier lieu, l'amplification des impulsions femtosecondes peut amener à dépasser les seuils de dommage des composants optiques du système, typiquement de l'ordre du  $\text{GW}/\text{cm}^2$  ou du  $\text{J}/\text{cm}^2$  de puissance crête et de fluence respectivement. À des niveaux encore plus faibles de puissance crête peuvent aussi apparaître des effets non-linéaires tel que l'effet Kerr dans les matériaux traversés (par exemple fibres optiques, cristaux, réseaux). Ce dernier entraîne une autofocalisation du faisceau qui peut amener à dépasser les seuils de dommage. De plus, ces effets non linéaires provoquent des perturbations temporelles (dispersion d'ordre trois) et spectrales (automodulation de phase) qui dégradent la forme temporelle des impulsions.

### 1.2.2 Amplification à dérive de fréquence

L'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification, CPA) est une technique permettant d'amplifier les impulsions ultra-brèves en évitant ces effets limitants. Proposée en 1985 [13], elle consiste à amplifier une impulsion étirée temporellement. La puissance crête est alors réduite, permettant ainsi d'amplifier les impulsions jusqu'à des énergies plus importantes sans dépasser les seuils de dommage. Les impulsions sont recomprimées après amplification afin de retrouver une durée d'impulsion de l'ordre de celle avant amplification.

La figure 1.4 présente le schéma de principe d'un montage CPA standard. L'oscillateur délivre généralement des impulsions ultra-brèves à une cadence de l'ordre de la dizaine de MHz (a). Un nombre réduit d'impulsions est par la suite amplifié afin d'augmenter leur énergie. Ces impulsions sont sélectionnées avec un modulateur acousto-optique (Acousto-Optic Modulator, AOM), et on obtient alors un train d'impulsions ultra-brèves (b) à une cadence de l'ordre de la centaine de kHz. L'étirement temporel de ces impulsions avant amplification se fait par l'introduction d'une GVD positive ( $\beta_2 > 0$ ) avec un étireur. L'impulsion, alors étirée temporellement d'un facteur d'étirement compris entre 100 et quelques milliers (c), est amplifiée afin d'obtenir le niveau d'énergie par impulsion visé (d). Le com-

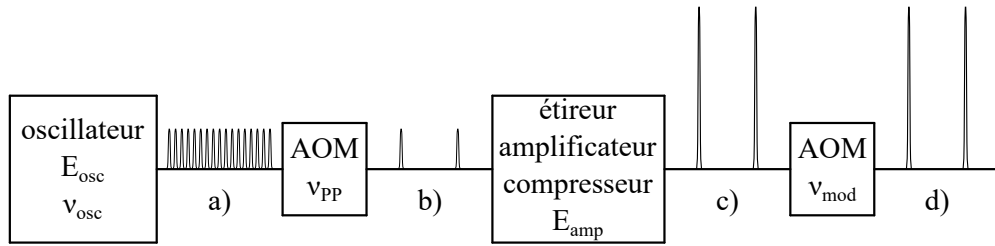


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des impulsions ultra-brèves.

presseur permet d'appliquer une GVD de signe opposé à l'étireur ( $\beta_2 < 0$ ) afin de compenser cette dernière et ainsi recomprimer l'impulsion amplifiée (e).

L'obtention des durées ultra-brèves attendues repose sur la bonne compensation par le compresseur de la dispersion introduite par l'étireur. L'utilisation d'un couple étireur-compresseur constitué d'un étireur et d'un compresseur tout deux à réseaux de diffraction [14] permet d'ajuster précisément les dispersions et ainsi d'obtenir des impulsions peu dégradées temporellement après compression. Néanmoins, les étireurs-compresseurs à réseaux présentent une limite en terme de compacité du fait de la taille des optiques utilisées et de la distance de propagation nécessaire à l'obtention d'une GVD suffisante. Dans le domaine industriel, où la compacité est un critère important dans la conception de sources laser, les étireurs fibrés sont souvent préférés aux étireurs à réseaux. Une première solution consiste à propager le faisceaux oscillateur dans une fibre optique passive sur une longueur déterminée par la valeur de  $\beta_2 > 0$  nécessaire. Néanmoins, les fibres optiques passives introduisent une dispersion d'ordre 3 ( $\beta_3$ , Third Order Dispersion, TOD), proportionnelle à la longueur de fibre traversée, qui ne peut pas être compensée avec les compresseurs à réseaux standards, dégradant la qualité de l'impulsion recomprimée. Les étireurs fibrés à réseau de Bragg (Chirped Fiber Bragg Gratings, CFBG) sont aussi une solution compacte qui permet de limiter cette accumulation de TOD tout en conservant l'avantage de la compacité. Ces composants présentent cependant une forte sensibilité à la variation de température qui provoque une variation de la GVD introduite par le CFBG.

### 1.2.3 Génération de rafales d'impulsions ultra-brèves

Dans un fonctionnement standard, les sources lasers amplifiées ultra-brèves sont constituées des différentes briques technologiques présentées schématiquement en figure 1.5. Dans le train d'impulsions d'énergie  $E_{osc}$  délivrées à une cadence  $\nu_{osc}$  par l'oscillateur (a), un AOM sélectionne des impulsions de ce train et rejette les autres. Les AOM permettent, par effet acousto-optique, de diffracter suivant un angle  $\theta$  un faisceau traversant un cristal tant qu'une onde acoustique se propage dans celui-ci. Le ratio entre les puissances diffractées (ordre 1 ou -1)

et non-diffractées (ordre 0) est modulé par l'intensité du signal RF pilotant le transducteur piézo-électrique utilisé pour générer l'onde acoustique. L'AOM peut être utilisé de deux façons :

- actif : quand l'AOM diffracte le faisceau, celui-ci suit le chemin optique du système laser. Dans le cas d'un AOM fibré, le faisceau est guidé dans la fibre en sortie de l'AOM.
- passif : le faisceau non diffracté est celui qui suit le chemin optique du système laser. Quand l'AOM diffracte, le faisceau est donc bloqué ou n'est pas guidé dans le cas d'un AOM fibré.

On considérera dans la suite de ce manuscrit que les AOM sont toujours utilisés en actif. Par ailleurs, par convention, cet AOM sera par la suite appelé PP (Pulse-Picker) afin de ne pas confondre les deux AOM du système laser. Il ressort donc du PP un train d'impulsions de même énergie à une cadence  $\nu_{PP} < \nu_{osc}$  (b). Ces impulsions sont ensuite amplifiées suivant la technique de la CPA pour atteindre une énergie  $E_{amp}$  et se succèdent toujours à une cadence  $\nu_{PP}$  (c). Un second AOM est introduit dans la majorité des systèmes lasers. Ce dernier, appelé modulateur externe (on notera "mod." ou "mod. ext." dans les différents schémas de ce manuscrit), est majoritairement utilisé de deux façons :

- des impulsions sont sélectionnées à une cadence  $\nu_{mod} \leq \nu_{PP}$  dans le train d'impulsions amplifiées (d), le faisceau sort du laser à une cadence  $\nu_{mod}$  sous-multiple de  $\nu_{PP}$ .
- l'AOM ne diffracte jamais, le faisceau ne suit pas le chemin optique prévu pour sortir du laser, aucune impulsion ne sort du système. L'AOM agit ici comme un obturateur acousto-optique.

On considérera dans la suite de ce chapitre que  $\nu_{mod} = \nu_{PP}$ , c'est à dire que toutes les impulsions amplifiées sont conservées (diffractées). Cela sera vrai dans les chapitres 2 et 4 mais pas dans le chapitre 3, où une rafale sur deux sera diffractée.

À partir du système laser standard présenté en figure 1.5, on peut distinguer deux façons de générer des rafales ("burst" en anglais) d'impulsions à haute cadence (cadence supérieure à  $\nu_{PP}$ ) selon que la rafale soit créée avant ou après l'amplification des impulsions délivrées par l'oscillateur. Dans le cas post-amplification, il s'agit d'utiliser un montage optique après le système laser pour diviser les impulsions d'une énergie  $E_{amp}$  en  $N_{ppb}$  impulsions d'une énergie  $E_p = E_{amp}/N_{ppb}$  et se répétant à une cadence  $\nu_p$  (voir figure 1.6.a). On notera par la suite  $E_b$  l'énergie totale de la rafale avec  $E_b = E_{amp} = E_p N_{ppb}$ . Le principe de ce montage optique consiste à diviser en deux les impulsions et à les séparer temporellement en introduisant une différence de marche entre les deux impulsions. Pour cela, deux montages différents sont usuellement utilisés. Dans le premier, le faisceau traverse un cristal biréfringent avec une polarisation linéaire à  $45^\circ$  des axes du cristal [15]. Ainsi, 50 % du faisceau traversera le cristal avec une vitesse de groupe liée à l'axe ordinaire et l'autre moitié avec celle liée à l'axe extraordinaire du cristal. La différence de marche totale est alors fixée par la longueur du cristal

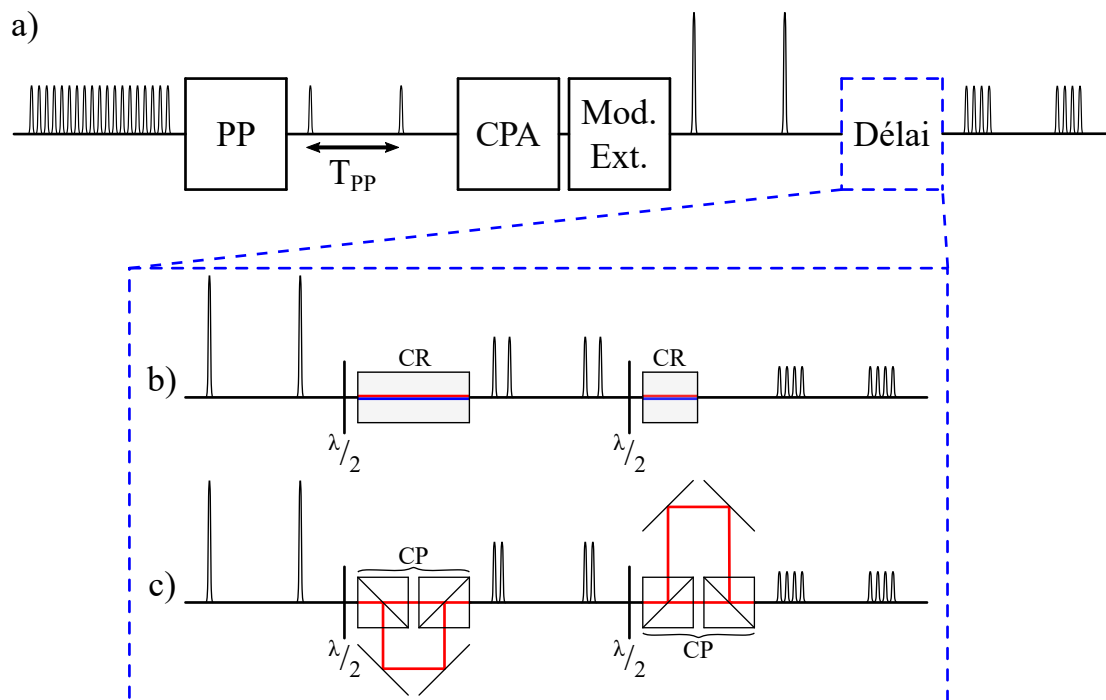


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des rafales d'impulsions ultra-brèves après amplification (a) à partir d'une ligne à retard par cristaux biréfringents (b) ou cubes polariseurs (c). CR : cristal biréfringent, CP : cube polariseur.



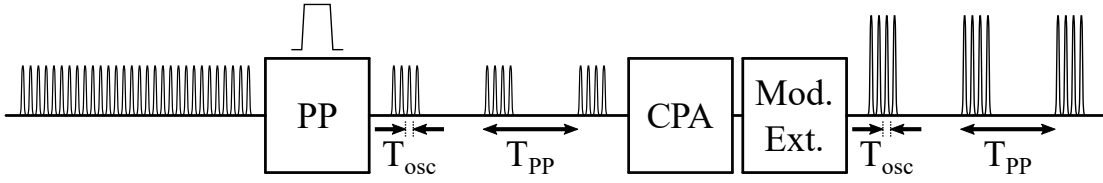


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un système laser amplifié délivrant des rafales d'impulsions ultra-brèves avant amplification.

(voir figure 1.6.b.). Avec le second montage, la division du faisceau en deux se fait en le faisant traverser un cube polariseur avec une polarisation linéaire à  $45^\circ$  de son axe (ou un simple coupleur 50 %). Les deux faisceaux parcourront alors deux chemins optiques différents afin qu'ils soient recombinaés, toujours avec un cube polariseur, avec un certain délai [16](figure 1.6.c.). Avec les deux montages, il est possible de générer une rafale de  $2^n$  impulsions en cascader  $n$  couples de cubes polariseurs ou cristaux biréfringents. Ils présentent néanmoins le défaut de nécessiter un alignement d'autant plus complexe que le nombre d'impulsions par rafale souhaité est élevé. De plus, comme la division des impulsions se fait après amplification, l'énergie totale de la rafale  $E_b$  est limitée par l'énergie maximale par impulsion que peut délivrer le montage CPA. L'énergie par impulsion de la rafale  $E_p$  est donc bien plus faible que le seuil de dommage de l'amplificateur, surtout pour un grand nombre d'impulsions par rafale. La génération des rafales avant amplification permet d'éviter ces désavantages.

Jusqu'ici, les AOM ont été présentés dans un mode de fonctionnement où ils ne diffractaient que pendant un temps inférieur à une période oscillateur ( $T_{osc} = 1/\nu_{osc}$ ) pour le PP et à une période PP ( $T_{PP} = 1/\nu_{PP}$ ) pour le modulateur externe afin, à chaque fois, qu'une seule impulsion ne soit sélectionnée. Dans le cas où le temps  $T_w$  durant lequel l'AOM diffracte est supérieur à  $T_{osc}$  ou  $T_{PP}$ , selon l'AOM en question, ce sont des paquets d'impulsions qui sont sélectionnés. Une autre façon de générer des rafales d'impulsions ultra-brèves consiste donc à sélectionner un train d'impulsions délivrées par l'oscillateur avec le PP pour ensuite les amplifier. Ainsi, les impulsions de la rafale se succèdent à une cadence intra-rafale  $\nu_{osc}$  et les rafales à une cadence inter-rafale  $\nu_{PP}$ , cadence fixée cette fois par le PP (voir figure 1.7). Le montage CPA permet ensuite d'amplifier les impulsions des rafales (amplification limitée par le seuil de dommage), et donc d'obtenir, contrairement aux systèmes générant les rafales après amplification, des rafales d'énergie totale supérieure au seuil de dommage de l'amplificateur. Néanmoins, la cadence intra-rafale est ici fixée par la cadence de l'oscillateur alors qu'elle pouvait être réglée par l'alignement ou par le choix de cristaux biréfringents avec un montage de rafale post-amplification.

La formation des rafales avant amplification présente aussi des difficultés du fait de la dynamique du gain dans le milieu amplificateur. Cette dynamique est décrite par les équations de Frantz-Nodvik [17], qui décrivent l'évolution spatio-

temporelle de la densité de photons et de l'inversion de population dans un milieu amplificateur. Elles permettent de montrer que dans le cas de l'amplification d'une impulsion, celle-ci bénéficie d'un gain plus important à sa pointe qu'à sa queue à cause de la diminution progressive de l'inversion de population. Cela entraîne alors une distorsion de la forme temporelle de l'impulsion, notamment dans le cas d'impulsions longues fortement amplifiées. Cette dynamique se retrouve aussi dans l'amplification de rafales d'impulsions où les premières impulsions de la rafale bénéficieront d'abord d'un gain maximal, celui-ci diminuant ensuite impulsion après impulsion. La rafale d'impulsions d'énergie constante injectée dans l'amplificateur devient alors, après amplification, une rafale d'impulsions présentant une énergie non-homogène (voir figure 1.8.a et 1.8.b). Cet épuisement du gain peut-être pré-compensé en ajustant la distribution temporelle des photons injectés dans l'amplificateur afin de maintenir le produit entre le gain net et l'énergie injectée, c'est à dire :

- pour amplifier une impulsion longue, modifier la forme temporelle de l'impulsion avant amplification [18],
- pour amplifier une rafale d'impulsions, injecter une rafale avec des premières impulsions présentant une énergie plus faible que les suivantes [19].

Dans le cas qui nous intéresse ici, l'amplification de rafales d'impulsions ultra-brèves, cette modulation de l'énergie par impulsion dans la rafale se fait généralement avec le PP. Il s'agit ici, au lieu de diffracter le maximum d'énergie avec l'AOM, de moduler cette diffraction durant la rafale afin d'imprimer une distribution énergétique avant amplification optimisant celle après l'amplification ; distribution énergétique pouvant être déduite des équations de Frantz-Nodvik. Une illustration de cette mise en forme du burst par le PP est donnée en figure 1.8. Un train de dix impulsions ultra-brèves à 40 MHz sélectionnées par un PP est amplifié dans un amplificateur fibré. Avec une diffraction maximale du PP (a), les impulsions amplifiées présentent une énergie décroissante (b) ; alors qu'avec une efficacité de diffraction judicieusement modulée (c), on obtient dix impulsions de même énergie (d). Il est à noter que l'homogénéisation de l'énergie des impulsions d'une rafale peut aussi se faire sans pré-compensation en évitant l'épuisement du gain par une forte saturation du milieu amplificateur [20].

## 1.3 Ablation par laser ultra-bref

### 1.3.1 Absorption d'un rayonnement laser par un métal

Lorsqu'un métal ou un alliage métallique est soumis à un flux laser intense, l'absence de bande interdite (gap) permet à l'énergie incidente d'être absorbée par la matière par un effet de Bremsstrahlung inverse. Un transfert d'énergie a lieu des photons incidents vers les porteurs de charge libres, les électrons en bande de conduction dans le cas des métaux. Ces électrons passent alors à un niveau

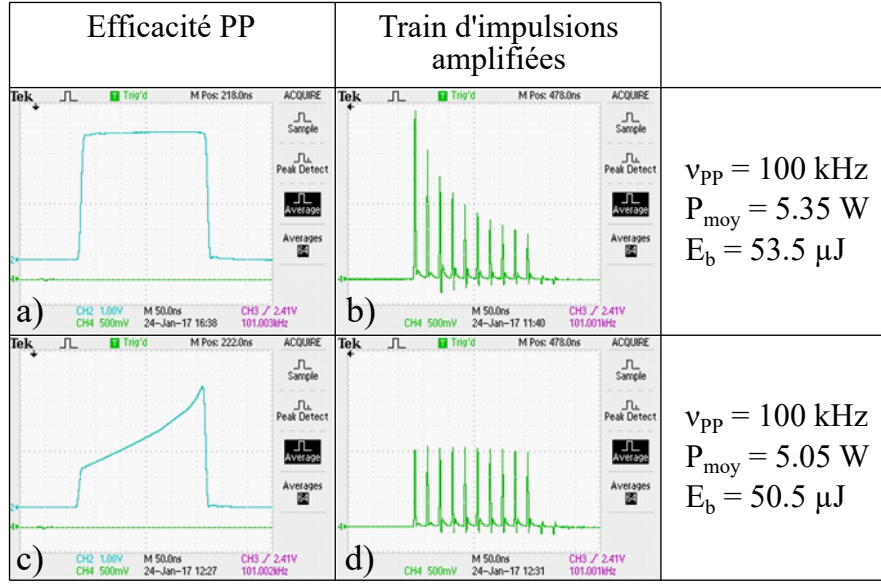


FIGURE 1.8 – Captures d'écran d'un oscilloscope mesurant les efficacités de diffraction d'un PP (a, c) et des rafales d'impulsions obtenues à partir de ces PP et après amplification (b, d).

d'énergie plus élevé. Cette absorption d'énergie a lieu durant l'irradiation, c'est à dire la durée de l'impulsion. Dans le cas des lasers ultra-brefs, on parle de durées inférieures à 1 ps.

Plusieurs phénomènes sont à considérer pour décrire l'évolution de l'énergie dans le système électron-réseau métallique dans le temps : le transfert de l'énergie des électrons excités vers les électrons non excités du matériau, le transfert d'énergie des électrons vers les ions du réseau et le transfert d'énergie entre les ions du réseau métallique. Le modèle à deux températures (two-temperature model, TTM, en anglais) décrit ces transferts d'énergie en considérant deux sous-systèmes (électrons d'un côté et réseau métallique de l'autre) en les caractérisant chacun par leur température,  $T_e$  et  $T_i$  [21]. Les transferts d'énergie consistent alors en des transferts de chaleurs, que le modèle à deux températures à une dimension permet de définir comme suit :

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{\partial Q_e(z)}{\partial z} - \gamma(T_e - T_i) + S, \quad (1.8)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\frac{\partial Q_i(z)}{\partial z} + \gamma(T_e - T_i), \quad (1.9)$$

$$Q_e(z) = -k_e \frac{\partial T_e}{\partial z}, Q_i(z) = -k_i \frac{\partial T_i}{\partial z}, \quad (1.10)$$

$$S = I(t)A\alpha \exp(-\alpha z). \quad (1.11)$$

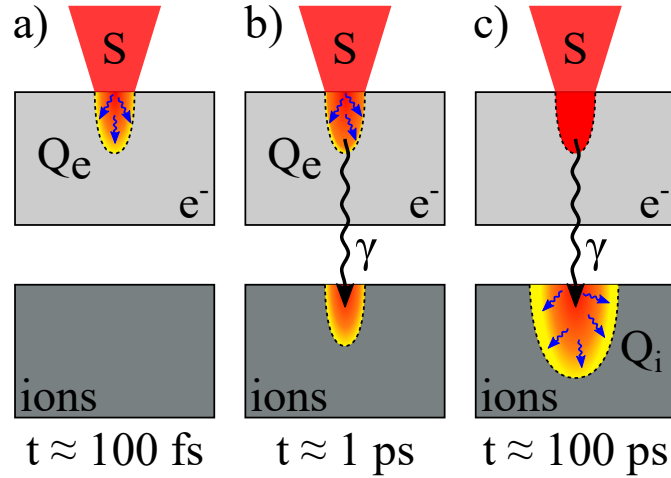


FIGURE 1.9 – Mécanismes de transfert d'énergie lors de l'absorption d'une impulsion laser pour les deux sous-systèmes électrons (haut) et ions (bas) pour des temps de l'ordre de a) 100 fs, b) 1 ps et c) 100 ps.

Dans ces équations, les indices  $e$  se réfèrent aux grandeurs liées aux électrons et les  $i$  à celles liées aux ions du réseau métallique,  $C$ ,  $k$  et  $Q$  étant respectivement les chaleurs spécifiques volumiques, conductivité thermiques et flux de chaleur.  $z$  correspond à l'axe orthogonal à la surface du matériau irradié. On retrouve ici les différents phénomènes présentés précédemment et exposés schématiquement en figure 1.9. Chacun de ces phénomènes présente un temps caractéristique et ils seront présentés des plus rapides aux plus lents.

$S$  est le terme source de chauffage des électrons par absorption du rayonnement laser incident, avec  $I(t)$  l'intensité du laser,  $A$  la transmission de la surface et  $\alpha$  le coefficient d'absorption du matériau. On considérera par la suite  $I(t) = I_0$  pour  $0 < t < \tau$  et  $I(t) = 0$  pour  $t > \tau$ , avec  $\tau$  la durée de l'impulsion laser. Cette absorption se fait très rapidement, de l'ordre de la dizaine de femtosecondes, et a lieu tant que le matériau est irradié. Des collisions entre électrons entraînent un flux de chaleur  $Q_e$  qui provoque une thermalisation des électrons sur une longueur caractéristique, la longueur de pénétration optique (figure 1.9.a). La thermalisation des électrons se fait aussi en un temps relativement court, de l'ordre de la centaine de femtosecondes. Le terme  $\gamma(T_e - T_i)$  décrit le transfert de chaleur entre les électrons et les ions du réseau métallique,  $\gamma$  étant le paramètre caractérisant ce couplage. Ce transfert d'énergie se fait par couplage électron-phonon et présente un temps caractéristique de l'ordre de la picoseconde à la dizaine de picosecondes selon le matériau (figure 1.9.b). Enfin, un flux de chaleur dans le réseau métallique  $Q_i$  thermalise un certain volume du réseau métallique en un temps beaucoup plus long, de l'ordre de la centaine de picosecondes (figure 1.9.c). Le volume de matière en question est appelé zone affectée thermiquement (ZAT).

Il apparaît que, pour  $\gamma$  constant, la durée de l'impulsion laser  $\tau$  (femtoseconde,

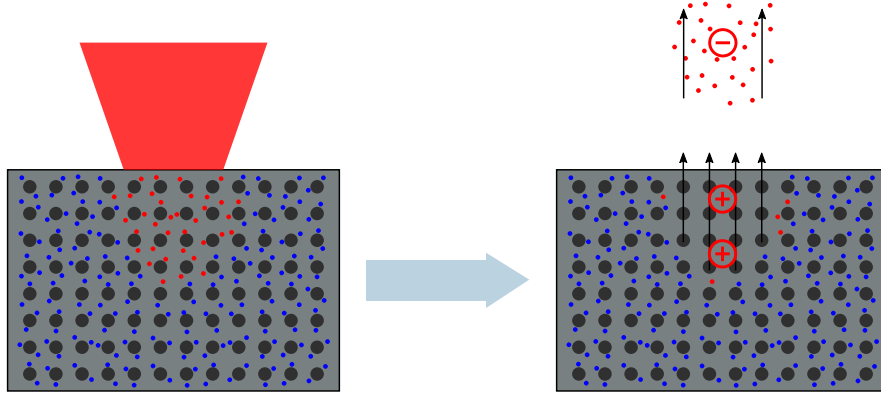


FIGURE 1.10 – Schéma du mécanisme de l'explosion coulombienne.

picoseconde, nanoseconde) conditionne les températures  $T_e$  et  $T_i$  atteintes. En effet, selon l'ordre de grandeur de  $\tau$ , et selon les propriétés du matériau, certains phénomènes seront négligeables et d'autres non. Le modèle à deux températures offre la possibilité de décrire ces différents types d'ablation. Nous nous attarderons dans la prochaine partie sur les différents scénarios menant à l'ablation de matière dans le cas d'une irradiation par impulsion femtoseconde.

### 1.3.2 Ablation de matière par impulsion ultra-brève

On se place maintenant dans le cas où  $\tau \simeq 100$  fs. Juste après l'irradiation du matériau par une impulsion ultra-brève, à  $t \simeq \tau$ , le couplage électrons-ions peut être négligé. On a donc un système fortement hors équilibre avec une température électronique  $T_e$  élevée (de l'ordre du kK à la dizaine de kK) et une température du réseau proche de la température ambiante. Une partie des électrons fortement énergétiques vont être éjectés de la matière irradiée, entraînant une augmentation de la population en ions chargés positivement dans le réseau métallique. Des forces électrostatiques s'appliquent alors : de répulsion entre ces ions de même charge et d'attraction entre les ions et les électrons (loi de Coulomb). Si la densité d'ions chargés ainsi créés dans le réseau est suffisamment importante, ces forces seront suffisantes pour briser l'intégrité du réseau et une partie des ions sera éjectée [22, 23]. Ce premier mécanisme d'ablation est appelé explosion coulombienne et est présenté schématiquement en figure 1.10. L'éjection de cette matière ayant lieu avant le transfert de chaleur entre les électrons et les ions du système, l'excès de chaleur est emporté avec la matière ablatée : c'est le régime d'ablation ultra-bref. Un panache d'ablation est alors créé, contenant d'abord les électrons puis les ions éjectés de la matrice.

Dans un second temps, pour  $t$  de l'ordre de la picoseconde, le transfert de chaleur entre les électrons restant et les ions du réseau entraîne une augmentation de la température  $T_i$ . Chichkov et. al. [21], à partir du modèle à deux températures, donnent la relation suivante pour décrire l'évolution de  $T_i$  en fonction de

la profondeur dans le matériau (l'explosion coulombienne n'est ici pas prise en compte) :

$$T_i(z) \simeq \frac{E_a \alpha}{C_i} \exp(-\alpha z) \quad (1.12)$$

avec  $E_a = I_0 A \tau$  l'énergie laser absorbée. Selon la température atteinte, différentes transitions de phase ont lieu dans la matière irradiée. Ces phénomènes sont alors en compétition avec l'explosion coulombienne. Afin de toutes les présenter, on supposera  $E_a$  suffisamment grand pour qu'une sublimation puisse avoir lieu. La transition solide-gaz a lieu pour  $C_i T_i \geq \rho \Omega_s$ , avec  $\rho$  la densité de matière et  $\Omega_s$  la chaleur spécifique massique de sublimation. On déduit alors de l'équation 1.12 une énergie seuil  $E_{th}$  au delà de laquelle il y a sublimation :

$$E_{th} \simeq \frac{\rho \Omega_s}{\alpha} \quad (1.13)$$

Pour  $E_a \geq E_{th}$ , on a donc sublimation de la matière la plus proche de la surface et éjection du gaz autour de la surface du matériau. La profondeur ablatée par impulsion  $L$  est alors donnée par la relation suivante :

$$L \simeq \frac{1}{\alpha} \exp\left(\frac{E_a}{E_{th}}\right) \quad (1.14)$$

L'ablation par sublimation est la principale cause, en terme de quantité de matière ablatée, et constitue l'intérêt majeur de l'ablation par impulsions femtosecondes en comparaison des impulsions plus longues. En effet, sur une échelle de temps de l'ordre de quelques picosecondes, le flux de chaleur au sein du réseau métallique peut-être négligé. La matière ablatée étant évacuée du réseau métallique, elle ne transmettra pas sa chaleur au reste du réseau après l'irradiation, entraînant une moindre dégradation thermique de ce dernier. Par abus de langage, on parle de l'ablation femtoseconde comme étant une "ablation froide".

Pour une profondeur  $z \geq L$ , les conditions ne sont plus remplies pour obtenir une transition de phase solide-gaz. Dans la zone où la température atteinte  $T_i$  est proche du point critique  $T_c$ , la matière entre dans un état thermodynamiquement instable. Il apparaît rapidement un mélange liquide-gaz [24], avec des bulles se formant dans une couche liquide. Ce mélange est alors éjecté du réseau par un phénomène d'explosion de phase. L'épaisseur de la couche de matière concernée dépend du matériau irradié, mais Povarnitsyn et. al. [24] indiquent que cette couche est très fine, l'explosion de phase contribuant alors peu à l'ablation par impulsion femtoseconde.

Une couche suivante de matière atteint une température  $T_i$  telle que  $T_l \leq T_i < T_c$ , avec  $T_l$  la température de fusion. La matière contenue dans cette couche subit une transition solide-liquide. Le transfert de chaleur des électrons vers le réseau entraîne la formation d'ondes de choc dans la matière et une expansion de la matière. Dans la couche liquide, cette expansion entraîne une fragmentation d'une partie de la couche en gouttelettes (appelée nucléation homogène) [24, 25, 26].

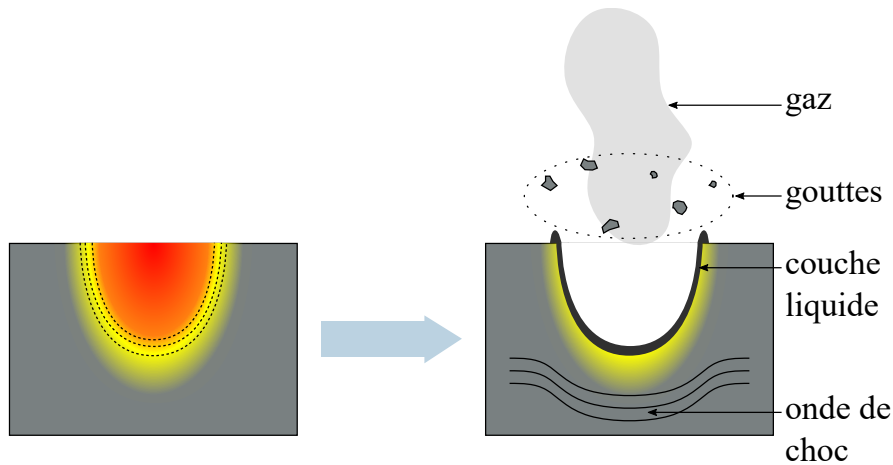


FIGURE 1.11 – Présentation schématique des différents mécanismes thermiques d’ablation.

L’éjection de ces gouttelettes du réseau constitue l’ablation par fragmentation. La partie de la couche liquide qui n’aura pas subi de fragmentation ne sera pas ablatée mais resolidifiée après avoir refroidi. Il est à noter que le panache d’ablation, en surface, constitue une zone de surpression qui va en premier lieu entraîner un mouvement de la phase liquide vers les bords du cratère formé. Cette couche liquide resolidifiée constitue alors une dégradation de la qualité d’usinage obtenue avec des impulsions femtosecondes. Lorsque le panache d’ablation décolle de la surface, la température d’ébullition chute et la phase liquide peut se trouver à l’état liquide à une température supérieure à la température d’ébullition. Il est alors en surfusion et il peut y avoir éjection de gouttelettes, de une à dix microsecondes après l’impulsion.

Enfin, un dernier phénomène peut mener à l’ablation de matière par impulsion femtoseconde : la spallation [26]. En effet, l’éjection de matière produit un effet de recul dans la matière (par conservation de la quantité de mouvement) ce qui entraîne la propagation d’une onde de choc dans la matière irradiée, depuis la surface vers la face arrière de l’échantillon. Le retour de cette onde de choc vers la surface irradiée peut entraîner la fracture de la couche solide et l’éjection des morceaux de matière ainsi créés : c’est le phénomène de spallation. Les différents mécanismes d’ablation discutés ici sont représentés schématiquement en figure 1.11.

### 1.3.3 Cas particulier des semi-conducteurs et des diélectriques

Nous avons vu que dans le cas des métaux, l’énergie provenant du laser était absorbée par les porteurs de charge libres. Les métaux étant des matériaux conducteurs, leurs bandes de valence et de conduction ne sont pas séparées par une bande

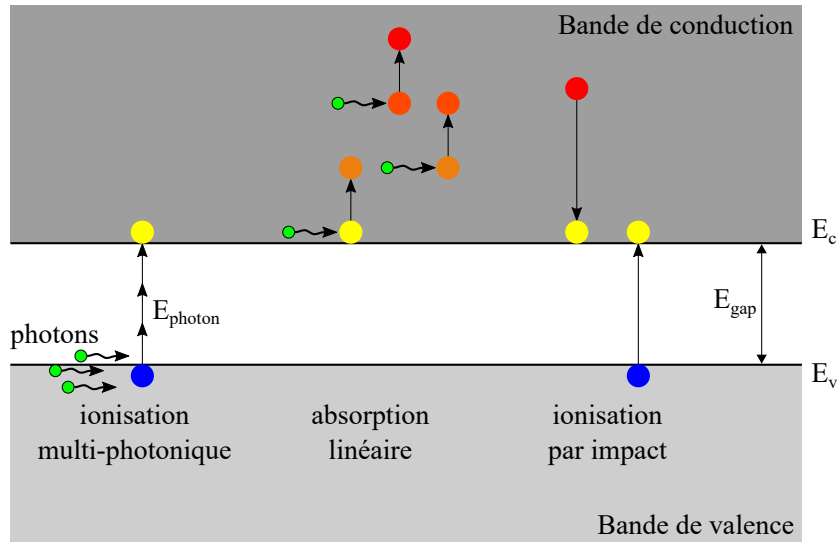


FIGURE 1.12 – Mécanismes d’absorption des photons par les électrons d’un matériau semi-conducteur ou diélectrique.

d’énergie interdite  $E_{gap}$  importante. L’énergie apportée par l’absorption d’un photon provenant de l’impulsion d’un laser femtoseconde est donc ici suffisante pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction (on parle alors d’absorption linéaire).

Les matériaux semi-conducteurs et diélectriques sont des matériaux qui présentent au contraire une bande d’énergie interdite importante  $E_{gap}$  entre leur bande de valence et leur bande de conduction, caractérisées par leur énergie respective  $E_v$  et  $E_c$  avec  $E_{gap} = E_c - E_v$ . Les mécanismes d’absorption des photons sont donc différents que pour les métaux. Deux phénomènes sont à considérer pour quantifier la création d’une population de porteurs de charge libres (électrons en bande de conduction) : l’ionisation multi-photonique [27] et l’ionisation par impact (ou ionisation par avalanche) [28, 29] (voir figure 1.12). On négligera ici l’effet tunnel, dont l’importance ne devient significative que pour des durées d’impulsions inférieures à environ 100 fs (le paramètre de Keldysh indique lequel des mécanismes, entre l’ionisation multi-photonique et l’effet tunnel, est prédominant [30]).

Si l’absorption de l’énergie d’un photon  $E_{photon}$  par un électron en bande de valence n’est pas suffisante pour le faire passer en bande de conduction ( $E_{gap} > E_{photon}$ ), l’absorption de l’énergie de plusieurs photons peut l’être. A partir de  $N$  suffisamment grand pour avoir  $E_{gap} \leq NE_{photon}$ , la probabilité de passage d’un électron en bande de conduction par absorption de l’énergie de  $N$  photons devient non nulle. Plusieurs photons étant nécessaires pour qu’il y ait absorption, cette probabilité n’est pas linéairement dépendante du flux de photons incidents. On parle d’absorption non-linéaire. D’autre part, il apparaît un seuil d’intensité en dessous duquel le flux de photons n’est pas suffisant pour mettre en œuvre une



absorption multi-photonique, et le matériau est alors vu par le faisceau incident comme étant transparent. Au-delà de ce seuil, l'absorption non-linéaire est enclenchée et le matériau est, de manière transitoire, opaque pour le faisceau incident.

La population d'électrons en bande de conduction, créée par absorption multi-photonique, présente initialement une énergie cinétique faible. Cependant, elle interagit avec les photons incidents et gagne en énergie cinétique de la même manière que pour les métaux, par absorption linéaire. Un chauffage des électrons a alors lieu et l'énergie cinétique des électrons augmente. Si un de ces électrons atteint une énergie cinétique supérieure à  $E_{gap}$ , une collision avec un électron en bande de valence peut entraîner un transfert d'énergie vers ce dernier suffisant pour le faire passer en bande de conduction : c'est l'ionisation par impact. Ce phénomène mène à une avalanche d'ionisation.

L'absorption multi-photonique et l'ionisation par avalanche entraînent le peuplement de la bande de conduction avec des électrons qui vont absorber l'énergie des photons incidents. Le semi-conducteur ou le diélectrique se comporte alors comme un métal, et les mécanismes d'ablation présentés dans la partie précédente s'appliquent de la même manière pour ces matériaux. Ceci est évidemment une approximation et une description précise de la dynamique des électrons dans un matériau semi-conducteur ou diélectrique induite par un laser impose de prendre en compte d'autres phénomènes. Une étude exhaustive de ces phénomènes pourra être trouvée dans la référence suivante [31]. Néanmoins, dans le cadre de notre étude, cette présentation simplifiée est suffisante pour saisir la différence fondamentale entre l'ablation d'un métal et celle d'un matériau semi-conducteur ou diélectrique.

## 1.4 Utilisation des lasers femtosecondes pour l'usinage

### 1.4.1 Intérêts et limites de l'usinage par impulsions femtosecondes

Les lasers délivrant des impulsions de durée sub-picoseconde sont maintenant largement utilisés pour l'usinage de la matière. En effet, la technologie des lasers femtosecondes présente notamment trois avantages majeurs :

- une capacité à usiner des matériaux transparents par ionisation non-linéaire,
- une capacité à usiner ou à modifier la matière en volume pour ces mêmes matériaux transparents, toujours par ionisation non-linéaire,
- un faible endommagement de la matière grâce à la brièveté des impulsions.

Son introduction progressive dans l'industrie a pu se faire du fait de ces spécificités et grâce à la disponibilité de lasers de plus en plus fiables afin de réaliser ce type d'usinage. Si l'on se concentre sur le troisième point, il apparaît que cette spécificité repose sur le faible transfert de chaleur entre les électrons et les ions du matériau

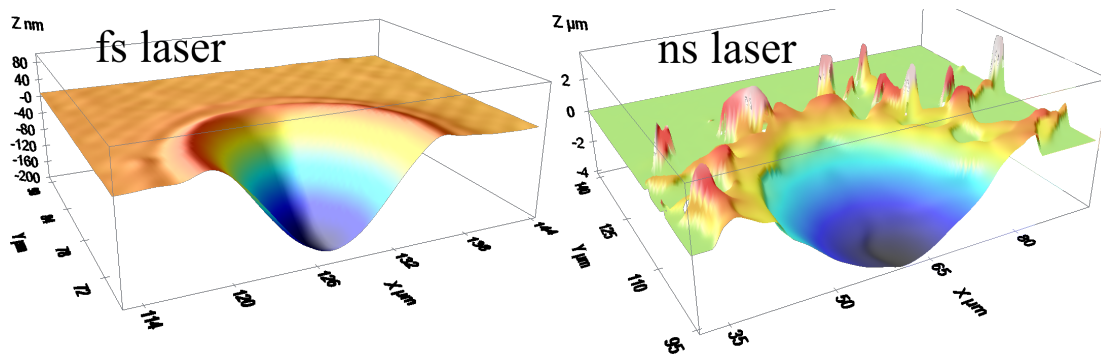


FIGURE 1.13 – Mesure par microscope confocal des cratères obtenus sur un échantillon de silicium par une impulsion laser. Gauche : laser Yuja de Amplitude, 450 fs,  $1.9 J/cm^2$ . Droite : laser YLP-V2 de IPG, 100 ns,  $1.8 J/cm^2$

irradié, du fait des échelles de temps en jeu (voir parties 1.3.2 et 1.3.3). Cela permet alors de vaporiser un volume de matière précisément délimité en n'affectant que très peu la matière autour de ce volume : la zone affectée thermiquement par l'irradiation laser est limitée à un volume proche du volume ablaté [32]. Les travaux de Chichkov et Momma [21, 33] ont ainsi montré, en comparant le perçage de trous dans des métaux par impulsions femtosecondes, picosecondes et nanosecondes, que les premières permettaient d'atteindre une précision d'usinage jusqu'alors hors d'atteinte avec les deux autres. La figure 1.13 présente les cratères obtenus sur un échantillon de silicium avec un laser femtoseconde (gauche) et un laser nanoseconde (droite) pour une fluence identique. Autour du cratère obtenu avec l'impulsion nanoseconde, il apparaît des gouttes de matières redéposées et des bavures irrégulières de matière liquide resolidifiée. Celles-ci ne sont pas présentes autour du cratère obtenu avec l'impulsion femtoseconde (les échelles en z sont différentes pour les deux mesures présentées).

Si le confinement thermique lors de l'irradiation constitue le socle de l'intérêt des impulsions femtosecondes, il est aussi un frein à l'utilisation de cette technologie dans l'industrie si on la compare avec l'usinage par impulsions nanosecondes. Avec ces dernières, contrairement aux impulsions femtosecondes, le chauffage est entretenu sur une durée bien supérieure au temps de relaxation électron-phonon ; et du fait de la diffusion de la chaleur, le volume ablaté s'étend au-delà du volume initialement irradié par le laser. Par ailleurs, une partie significative de l'énergie délivrée par l'impulsion laser se retrouve dans le matériau sous forme de chaleur résiduelle, donnant lieu à une zone dite affectée thermiquement (ZAT) : bain fondu non contrôlé, gouttelettes liquides redéposées, modification du réseau cristallin par exemple (voir partie 1.3.2). La ZAT limitée dans le cas de l'irradiation par impulsions femtosecondes empêche l'ablation de si grands volumes de matière en une seule impulsion. À cette limite s'ajoute celle liée à la puissance moyenne disponible pour chaque technologie. Celle des lasers nanosecondes permet l'obtention

de puissances moyennes bien plus importantes que celle des lasers femtosecondes, une source laser nanoseconde permettant alors d'ablater une plus grande quantité de matière qu'une source femtoseconde.

Ces limitations sur le débit d'ablation (en  $\text{mm}^3/\text{min}$ ) atteignable par les lasers femtosecondes, limitent ainsi leur utilisation : l'utilisation de cette technologie complexe et onéreuse ne se justifie que lorsque un faible endommagement de la matière est indispensable. En dehors de ce cas, la technologie des laser nanosecondes semble plus pertinente. L'augmentation du débit d'ablation atteignable par la technologie des lasers femtosecondes est une manière d'étendre le domaine d'utilisation de cette technologie. Deux voies s'ouvrent alors : augmenter la puissance moyenne pouvant être délivrée par les lasers femtosecondes ou, à puissance moyenne constante, augmenter l'efficacité des procédés d'ablation, le débit d'ablation spécifique (en  $\text{mm}^3/\text{min}/\text{W}$ ). C'est ce que nous verrons dans les deux prochaines parties.

### 1.4.2 Stratégies d'usinage à fortes puissances moyennes

Si la puissance moyenne délivrée par les lasers à impulsions femtosecondes disponibles commercialement était limitée à quelques Watt dans les années 1990, différentes stratégies de développement laser ont permis de repousser cette limite [34]. Des lasers de classe industrielle délivrant une centaine de Watt sont maintenant disponibles et les récents travaux sur la montée en puissance moyenne montre que le kW sera bientôt accessible dans les mêmes conditions avec des amplificateurs lasers fibrés [35, 36] et à cristaux [37, 38]. La puissance moyenne  $P$  d'un laser impulsionnel étant égal au produit de l'énergie par impulsion  $E_p$  et de la cadence de répétition  $\nu_{PP}$  de ces impulsions, cette montée en puissance moyenne peut se faire par l'augmentation de ces deux paramètres. Or, à procédé d'usinage fixé, l'augmentation de  $E_p$  et de  $\nu_{PP}$  ne permet pas de conserver l'efficacité et la qualité d'usinage obtenues avec les lasers femtosecondes.

En effet, pour ce qui concerne l'énergie par impulsion, Momma et Nolte ont montré que l'usinage par impulsions femtosecondes présentait deux régimes d'ablation distincts selon la fluence  $F$  appliquée ( $F = E_p/S_{spot}$ , avec  $S_{spot}$  l'aire du faisceau sur le matériau usiné) [39, 40]. Dans le régime basse fluence ( $F < 10 \text{ J}/\text{cm}^2$ ), la précision obtenue est celle dont il est question dans la partie précédente : perçage précis, pas ou très peu de bavures ou de gouttelettes autour du perçage. Lors de l'utilisation d'énergies plus importantes, en régime haute fluence ( $F > 100 \text{ J}/\text{cm}^2$ ), la qualité d'usinage devient semblable à celle obtenue avec un laser nanoseconde, avec la présence de bavures et d'un bain fondu non-contrôlé. Pour illustrer cela, en figure 1.14 sont présentés des clichés pris au microscope électronique à balayage (MEB) de lignes gravées par laser femtoseconde dans un échantillon d'acier 316L pour différentes puissances moyennes. Ces mesures ont été faites en 2017 dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire CELIA, le centre de transfert technologique Alphanov et l'entreprise Amplitude Systèmes

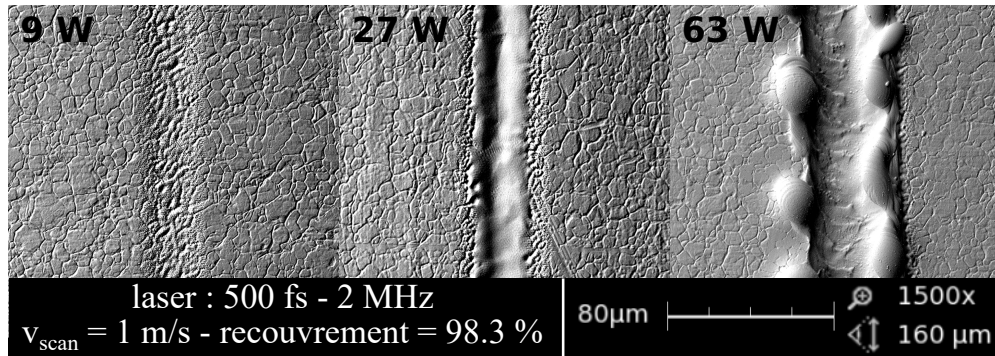


FIGURE 1.14 – Clichés MEB de sillons dans un échantillon d’acier 316L pour différentes puissances moyennes.

lors d’expériences présentées cette même année [41]. Il apparaît que pour une puissance moyenne de 9 W, le sillon est régulier et lisse alors que des bavures en bordure de sillon sont présentes à 27 W. À une puissance moyenne de 63 W, les bavures prennent la forme de gouttes de liquide resolidifié qui dégradent fortement la qualité d’usinage obtenue. De plus, l’efficacité d’ablation dépend elle-même de la fluence et présente un optimum pour des fluences de l’ordre de quelques  $J/cm^2$  selon les matériaux [42, 43]. Au-delà de ce niveau de fluence, une part plus importante de l’énergie des impulsions ne contribue pas à l’ablation mais à une dégradation thermique du matériau usiné [44].

Même en travaillant à des fluences modérées, une dégradation de la qualité d’usinage peut apparaître du fait de la succession rapide d’impulsions femtosecondes sur la même zone du matériau irradié. En effet, si l’ablation par impulsions femtosecondes permet un transfert de chaleur minime dans le réseau du matériau irradié (on parle de faible chaleur résiduelle), ce transfert n’est pas nul et une partie de l’énergie des impulsions ne contribue pas à l’ablation et entraîne une augmentation locale de la température du réseau [44, 45]. Lorsque le temps séparant les impulsions successives n’est pas suffisant pour permettre un retour du réseau à sa température initiale, il apparaît une accumulation progressive de chaleur. Cette accumulation a en premier lieu un effet positif : l’augmentation de la température de la zone irradiée permet une ablation de matière avec de moins en moins d’énergie, et donc avec une plus grande efficacité [46]. Néanmoins, elle provoque aussi des dégradations de la qualité d’usinage lorsque la charge thermique devient trop importante pour le matériau : éjection de matière liquide, surface rugueuse, couverte de "bosses", création d’un cordon de soudure [44, 46, 47, 48]. De plus, la succession rapide d’impulsions sur la cible peut présenter une efficacité d’ablation plus faible qu’un procédé multi-impulsions à basse cadence. Dans le cas de l’ablation double-impulsions, cette diminution de l’efficacité est expliquée par la neutralisation de la seconde impulsion par la première, notamment : par une phase liquide créée à la suite de la première impulsion [49], par écrantage causé

par le nuage de particules ablatées par la première impulsion et redéposition de cette matière par la seconde impulsion [50].

Il apparaît donc que le maintien à la fois d’une efficacité et d’une qualité attendues d’un usinage par impulsions femtosecondes tout en augmentant la puissance moyenne ne se fait pas directement. Il impose l’utilisation d’impulsions peu énergétiques et se succédant sur la cible à une cadence modérée. Pour cela, deux voies sont privilégiées selon que la montée en puissance moyenne du laser repose sur une augmentation de l’énergie par impulsion ou de la cadence de répétition (les deux pouvant se combiner) [42]. Dans le cas de l’utilisation d’énergies par impulsion importantes, la parallélisation du procédé d’usinage par division spatiale du faisceau est une voie aujourd’hui privilégiée. En effet, la courbe du débit d’ablation spécifique présentant un optimum de fluence, il est plus efficace de se limiter à cette valeur de fluence. Le faisceau d’impulsions délivré par le laser est donc divisé en plusieurs faisceaux d’impulsions d’énergie modérée en utilisant notamment un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator, SLM) [51] ou un élément optique diffractif (Diffractive Optical Element, DOE) [52]. Pour les lasers à hautes cadences, dans le cas des usinages de type lignes (découpe, gravure) ou surface (texturation, formation de microstructures), le balayage du faisceau sur la cible se fait avec un scanner galvanométrique. À vitesse de balayage fixée, l’augmentation de la cadence entraîne une diminution de la distance séparant deux impacts (augmentation du recouvrement spatial) et une dégradation de la qualité d’usinage comme indiqué précédemment. Le maintien d’un recouvrement spatial modéré entre deux impulsions successives, autour de 70 % en fonction des matériaux, permet de maintenir un haut niveau de qualité et ce même pour de fortes puissances moyennes. Cela nécessite l’utilisation de systèmes de déflexion de faisceaux rapides tels que des scanners polygonaux [41]. En figure 1.15 sont présentés des images MEB issues de la même série d’expériences que pour la figure 1.14 [41]. À puissance moyenne constante, l’augmentation de la cadence du laser de 2 à 8 MHz à une vitesse de balayage constante de 25 m/s dégrade le sillon (apparition d’irrégularités dans le sillon) alors que l’augmentation de la vitesse de balayage jusqu’à 100 m/s avec un scanner polygonal permet de maintenir une qualité similaire jusqu’à 8 MHz.

### 1.4.3 Stratégies pour augmenter l’efficacité d’ablation

Parmi les différentes stratégies étudiées pour augmenter l’efficacité d’ablation par impulsions ultra-brèves, l’utilisation de rafales d’impulsions en lieu et place d’impulsions solitaires a connu un intérêt croissant. Afin de comparer ces deux méthodes d’ablation, des usinages sont effectués d’une part avec des impulsions d’énergie  $E_{SP}$  et d’autre part avec des rafales comptant  $N_{ppb}$  impulsions d’énergie  $E_p$  et d’énergie totale  $E_b = N_{ppb}E_p$ . Dans le cas où  $E_{SP} = E_b$ , on comparera les volumes ablatés dans les deux régimes alors que lorsque  $E_{SP} = E_p$ , le volume ablaté par les  $N_{ppb}$  impulsions sera comparé à  $N_{ppb}$  fois celui obtenu avec une

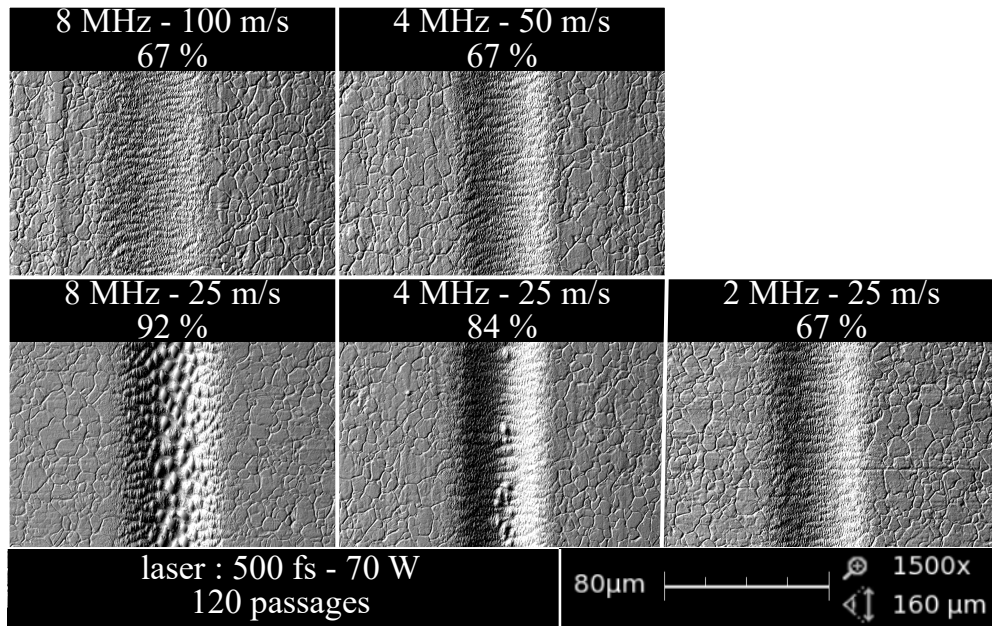


FIGURE 1.15 – Clichés MEB de sillons dans un échantillon d’acier 316L pour différents recouvrements spatiaux et cadences de répétition.

impulsion). Différents travaux [53, 54, 55] ont ainsi permis de mettre en évidence une augmentation de 10 à 30 % du volume ablaté avec des rafales de quelques impulsions à quelques dizaines d’impulsions (sur des métaux ou du Silicium selon les études). Si la connaissance des mécanismes en jeu lors de ce type d’interaction est encore parcellaire, deux approches sont proposées pour expliquer cette augmentation de l’efficacité d’ablation. La première met l’accent sur le fait que l’utilisation de rafales d’impulsions permet d’utiliser une fluence totale supérieure à la fluence maximisant l’efficacité d’ablation tout en ayant des fluences par impulsions proches de cette fluence optimale [53]. La seconde présente l’utilisation de rafales d’impulsions comme étant un moyen d’utiliser avantageusement l’accumulation thermique, impulsions après impulsions, dans le matériau [46, 56, 57] (déjà évoquée dans la partie précédente). En effet, la chaleur résiduelle dans le réseau apportée par l’impulsion  $p$  entraîne l’augmentation de la température d’un certain volume de matière. L’impulsion  $p + 1$  rencontre une matière à une température déjà élevée, ce qui diminue d’autant l’apport d’énergie nécessaire pour atteindre la température de sublimation et provoquer le phénomène d’ablation. Il est parfois dit abusivement que le seuil d’ablation diminue avec la température du réseau [58]. Dans les deux cas, les différents travaux sur l’ablation par rafales d’impulsions démontrent une grande sensibilité aux paramètres lasers ; et notamment le nombre d’impulsions par rafale, leur énergie et leur cadence de répétition [59].

En 2016, Kerse et. al. [1] ont proposé une autre voie afin d’augmenter l’efficacité

d'ablation, reposant elle aussi sur l'utilisation de rafales d'impulsions mais cette fois dans l'objectif d'exploiter ce qu'ils ont appelé "l'ablation cooling". Cet effet est présent pour toute ablation de matière par laser puisque la matière éjectée du réseau emporte avec elle la quantité de chaleur contenue dans ce volume. Néanmoins, dans des conditions d'ablation standards, cet effet est en balance avec la conduction thermique au sein du matériau usiné : une partie de la chaleur du volume qui sera ablaté est transféré dans le réseau et persiste donc dans le matériau après ablation sous forme de chaleur résiduelle [60]. Les auteurs proposent donc d'irradier le matériau avec une série d'impulsions à suffisamment haute cadence (de l'ordre du GHz) pour que la conduction thermique soit nulle ou minime entre deux impulsions. Dans ces conditions, et contrairement à celles utilisées pour l'usinage par rafales d'impulsions, il peut y avoir ablation pour des impulsions présentant une fluence bien inférieure au seuil d'ablation puisque la température de vaporisation de la matière peut être atteinte par apport successif de faibles quantités de chaleur dans un volume restreint. Les auteurs ont ainsi proposé un modèle décrivant l'évolution de la température de la matière irradiée et en ont déduit trois caractéristiques centrales de leur méthode d'ablation :

- Une augmentation de la cadence intra-rafale entraîne une diminution du transfert de chaleur dans le matériau entre deux impulsions, et donc de la part d'énergie utilisée pour chauffer la matière. Cela revient à augmenter l'énergie disponible pour l'ablation, et donc à accroître l'efficacité d'ablation.
- La diminution de l'énergie perdue par conduction thermique dans le matériau permet de minimiser les dommages thermiques et la zone affectée thermiquement autour du volume ablaté.
- L'augmentation de la cadence intra-rafale avec une énergie par impulsion fixée favorise l'écrantage et donc la diminution de l'efficacité d'ablation (partie 1.4.2). La diminution de l'énergie des impulsions accompagnée d'une augmentation du nombre d'impulsions par rafale dans la même proportion (énergie de la rafale constante donc) permet de conserver une haute efficacité d'ablation tout en augmentant la cadence intra-rafale.

Les expériences présentées dans ce même article ont semblé confirmer ces différents points, avec notamment, selon les auteurs, une hausse de l'efficacité d'ablation d'un ordre de grandeur en parallèle d'une diminution de trois ordres de grandeur de l'énergie par impulsion et d'une réduction des dommages thermiques (pour trois matériaux : Cuivre, Silicium, dentine).

## 1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le cadre théorique dans lequel se place notre étude du régime d'ablation par rafales GHz d'impulsions femtosecondes a été introduit. Dans un premier temps, la théorie des oscillateurs à verrouillage de mode a été abordé ainsi

que la méthode d'obtention du verrouillage de mode solitonique par absorbant saturable. Par la suite, une théorie succincte de l'amplification de ces impulsions a été présentée afin notamment d'établir les problématiques liées à la montée en puissance moyenne des lasers ultra-brefs et les spécificités de l'amplification de rafales d'impulsions à haute cadence. J'ai introduit la théorie de l'ablation par laser et les différents mécanismes menant à l'éjection de matière suite à une irradiation d'impulsions ultra-brèves. Enfin, les spécificités de ce régime d'ablation ont été présentées ainsi que les problématiques qui y sont liées et les différentes voies envisagées pour les dépasser. Cette introduction présente ainsi, de manière non exhaustive, les deux grandes thématiques du travail présenté dans ce manuscrit avec d'une part un aspect de conception laser et d'autre part un aspect portant sur l'ablation par impulsions ultra-brèves.

L'ablation par rafales d'impulsions femtosecondes à une cadence de l'ordre du GHz est une thématique dont l'étude a débuté peu de temps avant le commencement de cette thèse. Si le sujet dans ce chapitre a été introduit tel qu'il était présenté par Kerse et. al. [1], de nombreux travaux ont permis d'étoffer la compréhension de ce régime d'ablation et d'ouvrir de nouvelles pistes quant à l'utilisation de rafales GHz pour l'usinage. Ces différents développements seront présentés dans la suite du manuscrit, en parallèle de nos résultats.



# Chapitre 2

## Conception de sources lasers

### 2.1 Introduction

L'application des sources laser délivrant des trains d'impulsions ultra-brèves à une cadence de l'ordre du GHz au micro-usinage a été initialement proposé par Kerse et al. [1]. Elle s'est ajoutée à d'autres applications, telles que les télécommunications [61], la spectroscopie dans le domaine temporel [62] ou la génération de faisceaux d'électrons polarisés pour les accélérateurs de particules [63], qui avaient déjà motivées le développement de ce type de sources laser. Différentes voies ont été explorées pour concevoir ces lasers. On peut distinguer deux grandes méthodes : l'augmentation de la cadence d'une source à cadence modérée (typiquement de l'ordre du MHz) et la génération directe d'un train d'impulsions à haute cadence.

Pour la première méthode, les différentes techniques sont notamment l'utilisation de boucles passives fibrées [64] et de lignes à retard en cascade soit fibrées [65] soit, comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3, composées de cubes polariseurs ou de cristaux biréfringents. Elle présente l'intérêt de pouvoir être mise en œuvre à partir d'un oscillateur de cadence modérée, technologie aujourd'hui disponible commercialement et fiable. Notamment, nous aurions pu utiliser un oscillateur industriel à 40 MHz de l'entreprise Amplitude Systèmes. Néanmoins cette méthode présente plusieurs désavantages, et notamment : la complexité du montage, l'imprécision qui en découle (longueur des lignes à retard notamment) et sa rigidité en terme de nombre d'impulsions par rafale. De plus, dans le cas des lignes à retard fibrées, le passage d'une cadence modérée à une cadence GHz impose de multiplier les lignes à retard afin d'introduire la bonne différence de marche, ce qui se traduit par une grande différence de distance de propagation dans la fibre passive entre les impulsions de la rafale. Cet écart de distance implique une dispersion différente et donc une durée variable des impulsions de la rafale. Il est néanmoins possible de compenser cet effet en utilisant, dans chaque bras des lignes à retard, des fibres de dispersion différentes [66].

Pour la seconde méthode, la génération directe d'un train d'impulsions à haute

cadence, on pourra citer par exemple le verrouillage de mode passif par effet Kerr [67], par soliton [68], ou d'autres mises en œuvre du verrouillage de mode passif (plusieurs exemples peuvent être trouvés dans la référence suivante [69]), et enfin la modulation de phase et d'amplitude depuis une diode laser continue [70, 71]. Cette méthode permet d'éviter toutes les complications de la multiplication de la cadence d'un oscillateur à cadence modérée, mais pose elle aussi des problèmes. D'une part, la génération par un oscillateur de ces impulsions implique de concevoir de petites cavités (environ 10 mm dans la référence suivante [68]), ce qui impose des contraintes sur la conception optique et l'encombrement notamment. Et d'autre part, les techniques utilisant les modulations de phase et d'amplitude nécessite l'utilisation de composants complexes et coûteux.

Afin d'éviter les problèmes posés par les deux méthodes, les complications dues à la multiplication de la cadence d'un oscillateur à cadence modérée et la complexité des oscillateurs à très haute cadence, nous avons opté pour un concept hybride : la conception d'un oscillateur à verrouillage de mode à une cadence de l'ordre du GHz et une multiplication de cette cadence avec des lignes à retard fibrées. Les impulsions issues des oscillateurs ont ensuite été injectées dans plusieurs étages d'amplification que nous avons développés afin d'obtenir les niveaux de puissance moyenne nécessaires à la conduite d'expériences d'usage. La deuxième partie de ce chapitre sera dédiée aux différents oscillateurs qui ont été développés durant le travail de thèse. Les deux parties suivantes présenteront les deux sources lasers amplifiées qui ont été développées à partir de ces oscillateurs, celle à amplification fibrée dans la troisième partie et celle à amplification hybride fibre-cristal en quatrième partie.

## 2.2 Oscillateurs GHz délivrant des impulsions ultra-brèves

Trois configurations différentes d'oscillateur ont été développées pour ce travail de thèse, chacune répondant à des problématiques différentes. Les trois prochaines parties présenteront chacun des oscillateurs et leurs caractéristiques.

### 2.2.1 Oscillateur à 1037 nm

Le premier oscillateur a été développé pour injecter les impulsions dans un amplificateur à fibre (présenté en partie 2.3) afin de s'approcher des conditions expérimentales des travaux de Kerse et. al. [1]. Les critères à respecter pour l'oscillateur sont alors les suivants : délivrer des impulsions ultra-brèves, à une cadence de l'ordre du GHz, avec une longueur d'onde centrale comprise dans la bande de gain de l'amplificateur et d'une énergie suffisante pour être amplifiées sans générer d'émission spontanée dans l'amplificateur. S'ajoute à cela un impératif de stabilité du verrouillage de mode de l'oscillateur afin d'une part d'avoir un système laser

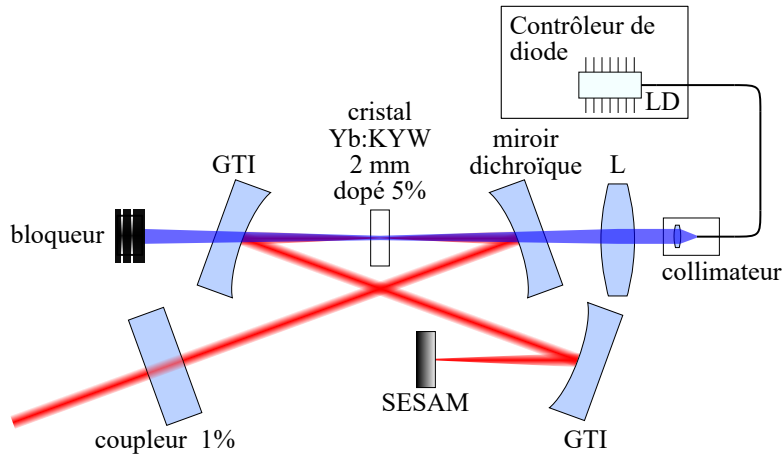


FIGURE 2.1 – Schéma de l'oscillateur GHz. LD : diode laser de pompe, GTI : miroir à interféromètre de Gires-Tournois, SESAM : miroir absorbant saturable semi-conducteur.

stable dans le temps pour mener les expériences d'usinage, et d'autre part de protéger l'amplificateur, notamment d'un passage de l'oscillateur en régime QSML (voir partie 1.1.3).

Les différents éléments de l'oscillateur et leur agencement sont présentés schématiquement en figure 2.1. La cavité est formée d'un miroir dichroïque, deux miroirs à interféromètre de Gires-Tournois (Gires-Tournois Interferometer, GTI), un coupleur de sortie (miroir partiellement réfléchissant, ici à 99 %), un SESAM et un cristal dopé aux ions  $Yb^{3+}$ .

Tout d'abord, le milieu amplificateur de l'oscillateur est un cristal d' $Yb^{3+}:KYW$  ( $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$ ). Il s'agit d'un cristal de la famille des tungstates qui présente une large bande d'émission dans le proche infrarouge et une section efficace d'absorption importante, ce qui en fait un milieu actif intéressant pour la génération d'impulsions ultra-brèves dans ce domaine de longueur d'onde [72]. Le cristal ici utilisé est dopé à 5 % aux ions  $Yb^{3+}$  (pourcentage atomique, noté atm.%) et mesure 2,0 mm d'épaisseur. Il est utilisé en transmission et ses deux faces normales à l'axe optique sont traitées par un revêtement anti-réflexion entre 980 et 1080 nm. Le faisceau destiné à pomper le cristal est généré par une diode laser continue monomode à 981 nm. Il est focalisé sur le cristal avec une lentille plan-convexe de focale 60 mm et traverse un miroir dichroïque (haute réflexion à 1030 nm et haute transmission à 980 nm) avant d'atteindre le cristal dans la cavité oscillateur.

L'obtention d'un soliton stable dans la cavité oscillateur est assuré d'une part par la présence de deux GTI. Des essais ont été menés avec des GTI introduisant différentes dispersions anormales afin de mesurer quelle dispersion permettait d'obtenir la durée d'impulsion la plus courte (signe que la dispersion totale intra-cavité est minimisée, voir partie 1.1.3). Cette durée minimale est obtenue avec deux GTI introduisant chacun une dispersion de  $-800 \text{ fs}^2$ . D'autre part, un

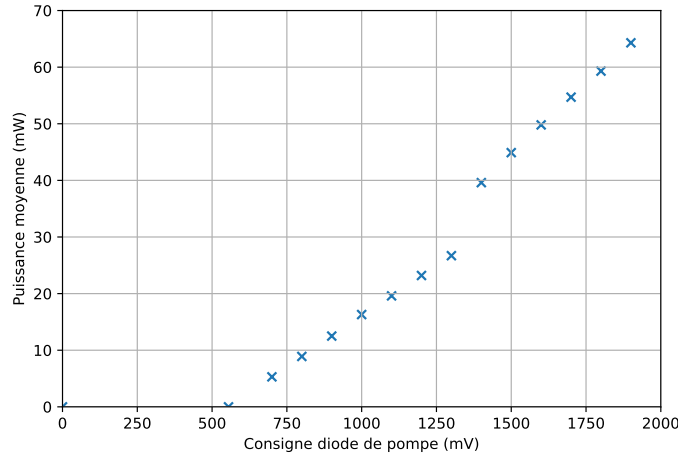


FIGURE 2.2 – Évolution de la puissance moyenne délivrée par l'oscillateur en fonction de la consigne de la diode de pompe.

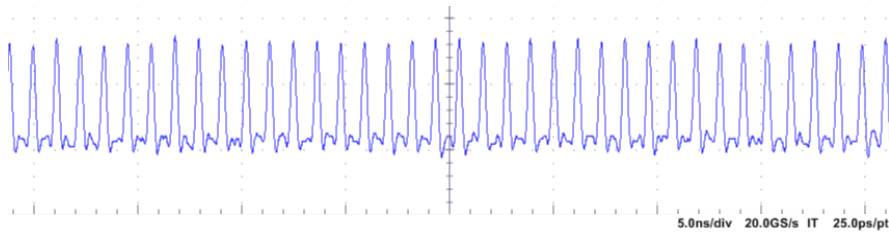


FIGURE 2.3 – Train d'impulsions délivrées par l'oscillateur.

SESAM est positionné en fond de cavité afin de stabiliser le soliton généré par l'oscillateur. Un miroir partiellement réfléchissant tient lieu de second fond de cavité et de coupleur de sortie (99 % de l'énergie incidente est réfléchie, 1 % transmise).

La courbe de l'évolution de la puissance moyenne délivrée par l'oscillateur en fonction de la consigne de la diode de pompe est présentée en figure 2.2. L'oscillateur fonctionne en régime continu entre 555 mV (seuil de l'effet laser) et 1370 mV de consigne de pompe. Au-delà, le verrouillage de modes est obtenu et un train d'impulsions ultra-brèves est délivré par l'oscillateur (le régime est auto-démarrant). Une mesure de ce train d'impulsions est obtenue avec une photodiode rapide (EOT-3500 de l'entreprise Electro-Optics Technology) convertissant le signal optique en signal électrique. Le signal électrique est mesuré avec un oscilloscope rapide (modèle MSO70404C de Tektronix). La mesure obtenue est donnée en figure 2.3. Les mesures de spectre et de durée des impulsions sont présentées en figure 2.4.

L'oscillateur GHz délivrant des impulsions à 1037 nm a néanmoins présenté des faiblesses en terme de stabilité causées par son exposition aux poussières. En

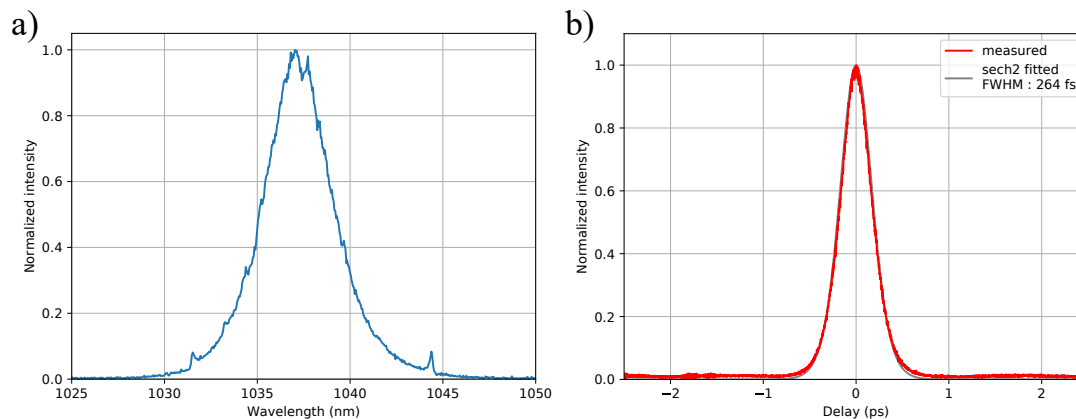


FIGURE 2.4 – a) Mesure du spectre de l’oscillateur GHz. b) Mesure à l’autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées.

effet, il n’était pas protégé par une enceinte hermétique et la présence de poussières dans le laboratoire où se sont déroulés les expériences d’usinage a provoqué des régulières pertes du verrouillage de mode. Le passage de ces poussières dans la cavité impose, quand elles se trouve dans le trajet du faisceau, des pertes fixes parasites. Le régime de fonctionnement stable de l’oscillateur devient alors le régime déclenché (Q-Switched) à la place du verrouillage de mode. Les passages entre ces deux régimes de fonctionnement est mesuré avec une photodiode rapide (voir figure 2.5). Il apparaît clairement, après une quinzaine de microsecondes de fonctionnement en régime de verrouillage de mode, un passage en régime déclenché pendant environ  $40 \mu\text{s}$  (trois impulsions énergétiques à basse cadence) puis un retour au régime de verrouillage de mode (après la troisième impulsion en régime déclenché). Cette instabilité déclenche une sécurité qui arrête le laser afin d’éviter l’amplification des impulsions énergétiques du régime déclenché.

## 2.2.2 Oscillateur à 1030 nm

Le deuxième oscillateur a été conçu afin d’injecter les impulsions dans un amplificateur différent du premier : un amplificateur hybride fibre-cristal de type Tangor de l’entreprise Amplitude Systèmes (voir parties 2.3.3 pour les raisons ayant mené au changement d’amplificateur et 2.4 pour la description de la source laser Tangor GHz). Ce changement d’amplificateur a imposé de modifier le premier oscillateur du fait d’une contrainte sur la longueur d’onde de l’oscillateur. En effet, si l’amplificateur de type Satsuma présente une large bande spectrale de gain autour de 1030 nm, ce n’est pas le cas de l’amplificateur de type Tangor (amplification principale par cristal d’Yb :YAG). Avec une longueur d’onde centrale de 1037 nm, les impulsions délivrées par l’oscillateur présenté en partie 2.2.1 ne pourront donc pas être amplifiées par le Tangor : l’énergie injectée dans la bande de gain de l’amplificateur serait nulle ou très faible, et un régime d’émission spontanée

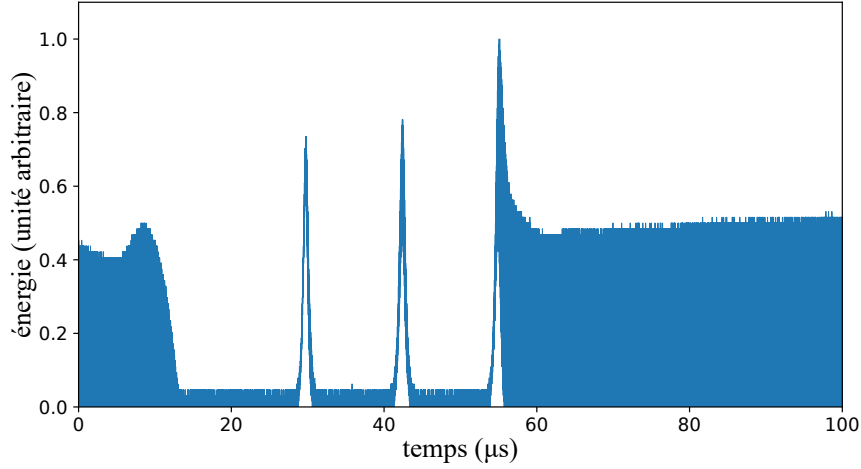


FIGURE 2.5 – Mesure du train d’impulsions délivré par l’oscillateur lors d’une instabilité Q-Switch.

amplifiée (Amplified Spontaneous Emission, ASE) deviendrait alors majoritaire dans le fonctionnement de l’amplificateur. L’objectif est donc ici d’apporter des modifications à cet oscillateur afin de diminuer la longueur d’onde centrale des impulsions jusqu’à une valeur proche de 1030 nm. Deux méthodes différentes ont pour cela été utilisées et je vais maintenant les détailler et en présenter la théorie.

Le coefficient de gain par aller-retour dans la cavité oscillateur  $g$  est donnée par la relation suivante [73] :

$$g = 2L_g(\sigma_{em}N_2 - \sigma_{abs}N_1) \quad (2.1)$$

avec  $L_g$  la longueur du milieu à gain,  $N_2$  et  $N_1$  les densités d’ions actifs dans les états hauts et bas de la transition laser et  $\sigma_{em}$  et  $\sigma_{abs}$  les sections efficaces d’émission et d’absorption de la transition (les courbes de ces sections efficaces en fonction de la longueur d’onde sont données en figure 2.6). Le facteur 2 apparaît du fait des deux passages de l’impulsion dans le milieu à gain par aller-retour dans la cavité oscillateur. Au seuil d’apparition de l’effet laser, le gain est égal aux pertes de la cavité, ce qui correspond dans notre cas à la transmission du coupleur de sortie  $T_{OC}$  ajoutée aux pertes parasites de la cavité  $\delta_l$  (transmission des autres miroirs, réflexions parasites de leur revêtements anti-reflets, absorption du SESAM notamment). L’obtention du niveau de gain seuil correspond à un certain niveau d’inversion de population  $N_2 - N_1$ , obtenue pour une intensité de pompe seuil noté  $I_{P,th}$  et qui s’exprime selon la relation suivante [75] :

$$\frac{I_{P,th}}{I_{sat,P}} = \frac{2L_g N_{tot} \sigma_{abs} + (\delta_l + T_{OC})}{2L_g N_{tot} \sigma_{em} - (\delta_l + T_{OC})} \quad (2.2)$$

avec  $I_{sat,P}$  l’intensité de saturation de pompe et  $N_{tot} = N_1 + N_2$  la concentration de dopage en ions actifs (ici les ions  $\text{Yb}^{3+}$ ) dans le milieu à gain en  $\text{cm}^{-3}$ .

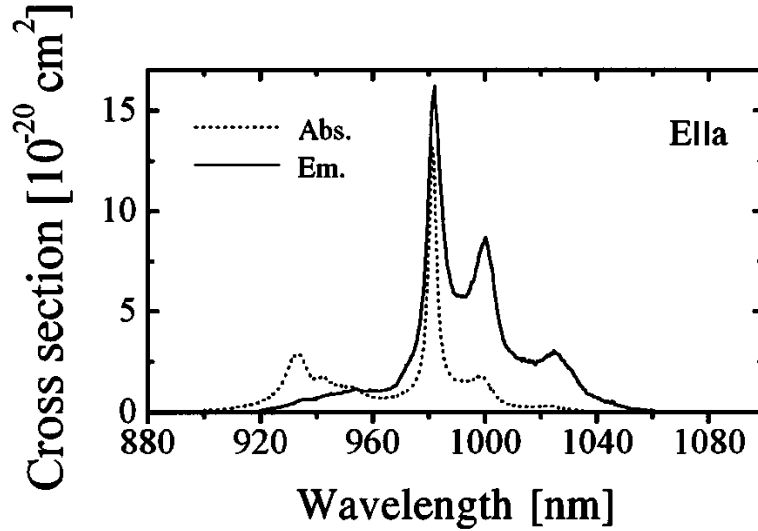


FIGURE 2.6 – Sections efficaces d’absorption et d’émission d’un cristal d’Yb :KYW en fonction de la longueur d’onde. Figure extraite de l’article suivant [74].

Cette dernière valeur est généralement donnée, dans les spécifications des cristaux, convertie en pourcentage atomique, atm.%. Nous utiliserons cette valeur d’usage par la suite, que nous écrirons  $N_{tot,atm.\%}$  pour éviter les confusions. La longueur d’onde centrale à l’apparition de l’effet laser correspondant à celle présentant le seuil le plus faible, il apparaît que le produit des paramètres du milieu à gain  $L_g N_{tot}$  et la transmission du coupleur de sortie ont une influence sur cette longueur d’onde.

Pour illustrer cette influence, j’ai calculé le ratio  $I_{P,th}/I_{sat,P}$  pour différentes valeurs de  $L_g N_{tot,atm.\%}$  et de  $T_{OC}$  à partir des sections efficaces d’absorption et d’émission d’un autre cristal de la famille des tungstates et ayant des propriétés proches de l’Yb<sup>3+</sup> :KYW, l’Yb<sup>3+</sup> :KGW. Ces mesures des valeurs des sections efficaces ont été faites dans le cadre de la thèse de Martin Delaigue [76]. En premier lieu, l’influence de la transmission du coupleur de sortie est étudiée en faisant les calculs pour quatre valeurs de transmission, avec  $L_g = 2,0$  mm et  $N_{tot,atm.\%} = 5,0$  % (même configuration que pour le premier oscillateur). Les résultats sont présentés en figure 2.7. Les seuils d’apparition de l’effet laser sont les plus faibles respectivement à des longueurs d’ondes de 1022,8 nm et 1041,0 nm pour des transmissions de coupleurs de sortie de 5,0 et 4,0 % (1041,2 nm pour 3,0 et 2,5 %). Il apparaît que l’augmentation des pertes fixes de la cavité oscillateur provoque une diminution de la longueur d’onde centrale du signal délivré par l’oscillateur. D’autre part, l’influence du produit  $L_g N_{tot,atm.\%}$  est étudiée en faisant le même calcul pour une transmission du coupleur de sortie fixée à 3,0 % et pour quatre couples de paramètres  $L_g$  et  $N_{tot,atm.\%}$ . Les résultats de ces calculs sont présentés en figure 2.8. Les seuils d’apparition de l’effet laser sont ici les plus faibles respec-

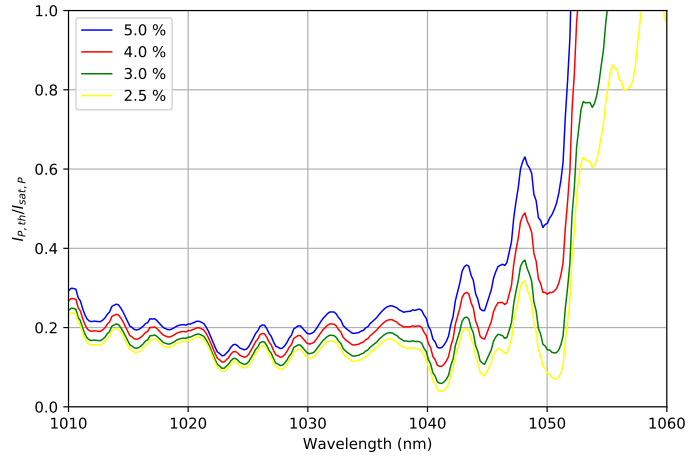


FIGURE 2.7 – Courbes du ratio  $I_{P,th}/I_{sat,P}$  en fonction de la longueur d'onde pour différents transmissions de coupleurs de sortie.

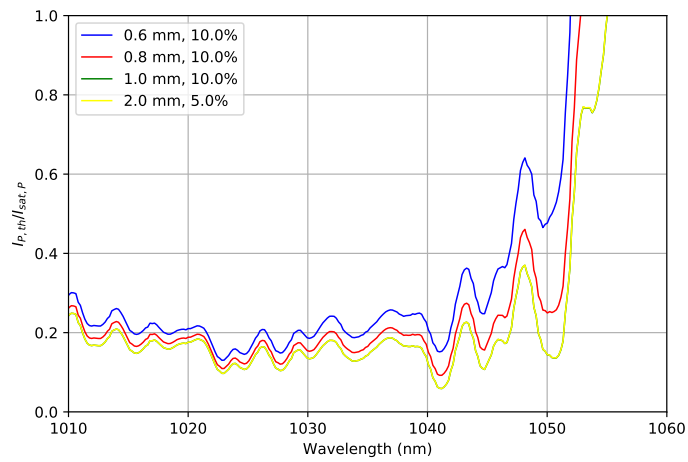


FIGURE 2.8 – Courbes du ratio  $I_{P,th}/I_{sat,P}$  en fonction de la longueur d'onde pour différents couples de paramètres  $L_g$  et  $N_{tot,atm.}\%$ .



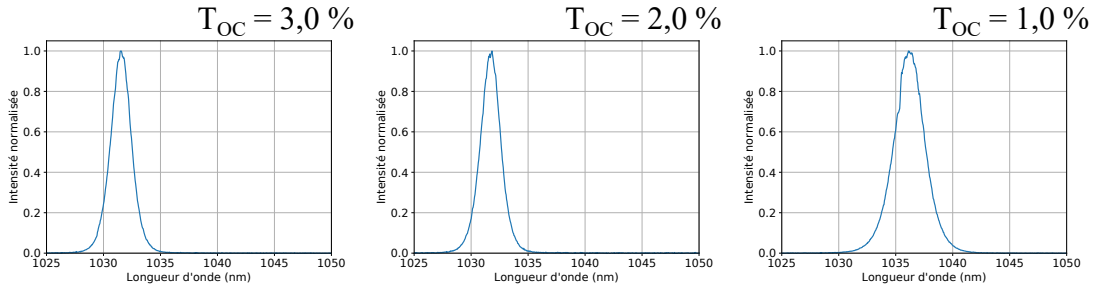


FIGURE 2.9 – Spectre des oscillateurs GHz pour différentes valeurs de transmission du coupleur de sortie, pour un cristal d’Yb :KYW de 0,6 mm d’épaisseur, dopé à 10,0 %.

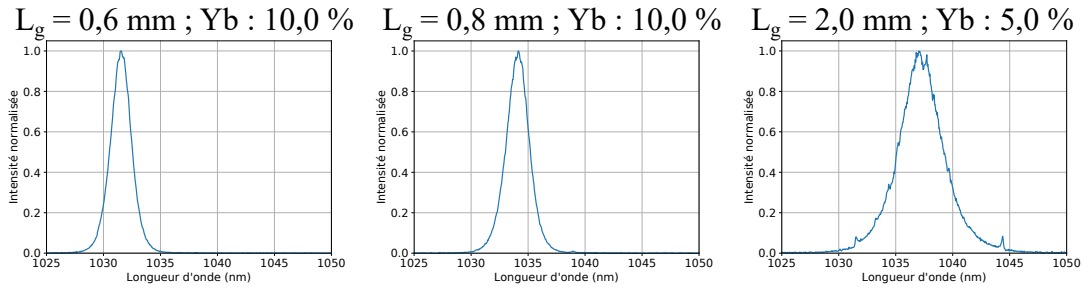


FIGURE 2.10 – Spectre des oscillateurs GHz pour des cristaux de différents dopages et épaisseurs, pour une transmission du coupleur de sortie de 3 %.

tivement à des longueurs d’ondes de 1022,8 nm et 1041,0 nm pour les couples de paramètres ( $L_g = 0,6$  mm ;  $N_{tot,atm.} \% = 10,0$  %) et ( $L_g = 0,8$  mm ;  $N_{tot,atm.} \% = 10,0$  %). Pour les couples de paramètres ( $L_g = 1,0$  mm ;  $N_{tot,atm.} \% = 10,0$  %) et ( $L_g = 2,0$  mm ;  $N_{tot,atm.} \% = 5,0$  %), les courbes se superposent pour donner un seuil d’apparition de l’effet laser à 1041,2 nm ; ce qui n’est pas surprenant étant donné que ces deux couples de paramètres donnent le même produit  $L_g N_{tot,atm.} \%$ . Il apparaît donc que la diminution de ce produit entraîne une diminution de la longueur d’onde centre du signal délivré par l’oscillateur.

Des cavités oscillateurs ont été alignées avec différents coupleurs de sortie, présentant différentes transmission, et différents cristaux d’Yb :KYW présentant des valeurs de dopage différentes. Les tendances d’évolution de la longueur d’onde du laser calculées précédemment ont été observées expérimentalement : les spectres mesurés pour les différentes valeurs de transmission du coupleur de sortie sont présentés en figure 2.9 et ceux pour différentes valeurs de longueur et dopage du milieu à gain en figure 2.10.

Il apparaît que la configuration présentant une longueur d’onde centrale la plus proche de 1030 nm est la suivante : ( $L_g = 0,6$  mm ;  $N_{tot,atm.} \% = 10,0$  % ;  $T_{OC} = 3,0$  %). C’est cette configuration qui sera conservée par la suite. Les modifications apportées à la cavité, par rapport à celle présentée en partie 2.2.1 imposent

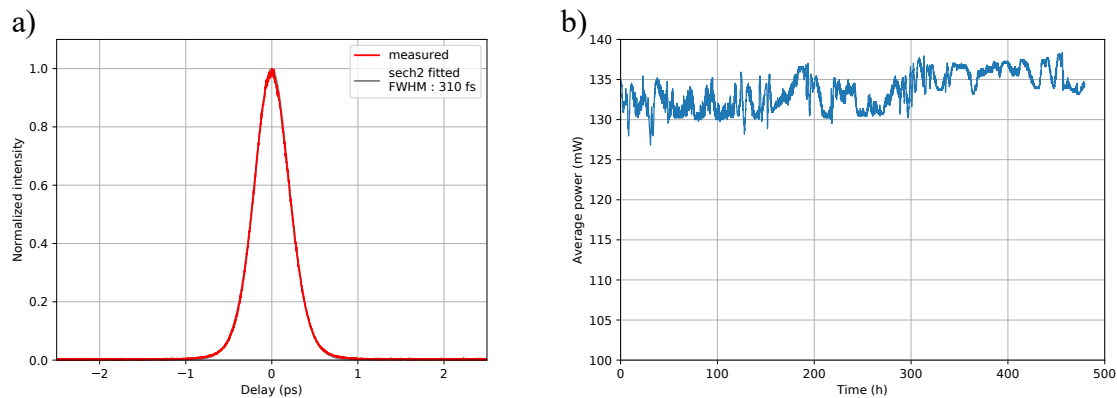


FIGURE 2.11 – a) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées par l'oscillateur GHz. b) Endurance de puissance moyenne en sortie de l'oscillateur.

de changer de GTI afin d'ajuster la dispersion anormale intra-cavité. En effet, la diminution de l'épaisseur du cristal d'une part et la baisse de l'énergie des impulsions intra-cavité, et donc de leur puissance crête, causée par l'augmentation de la transmission du coupleur de sortie, entraînent une diminution de l'auto-modulation de phase à compenser. Le couple de GTI introduisant une dispersion anormale de  $-1600 \text{ fs}^2$  est remplacé par un miroir hautement réfléchissant et un GTI  $-550 \text{ fs}^2$ . Dans ces conditions, l'oscillateur délivre des impulsions de 310 fs et une puissance moyenne supérieure à 130 mW pour une puissance de pompe de 560 mW (voir figure 2.11). Il est à noter que la stabilité de l'oscillateur a été grandement améliorée (fonctionnement de plusieurs centaines d'heures sans perte du verrouillage de mode). L'oscillateur est en effet, contrairement au précédent, fixé dans un boîtier étanche aux poussières afin d'éviter les instabilités observées précédemment.

### 2.2.3 Oscillateur industriel à 1030 nm

La conception d'un troisième oscillateur dans ce travail de thèse ne répond pas à des problématiques optiques mais d'intégration industrielle, c'est à dire obtenir un oscillateur compact, stable dans le temps et pouvant s'intégrer à un système laser industriel. L'intégration que nous avons mis en œuvre se compose de deux éléments distincts : un boîtier étanche contenant l'oscillateur et une baie 19 pouces 3U dans laquelle sont intégrés ce boîtier ainsi que d'autres éléments optiques et électroniques. Une vue extérieure de ces deux éléments est donnée en figure 2.12.

Le boîtier oscillateur GHz comprend trois parties : la cavité oscillateur (voir figure 2.1), l'injection de pompe et l'injection du signal généré. Le plan d'assemblage issu de conception assistée par ordinateur et présentant l'intérieur du boîtier est donné en figure 2.13. La partie injection de la pompe est composée d'un collimateur avec un connecteur FC/APC afin de collimater en espace libre le faisceau

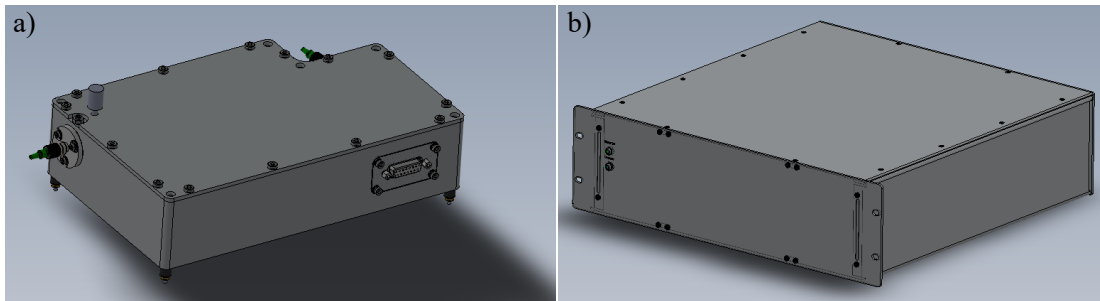


FIGURE 2.12 – Vue extérieure : a) du boîtier oscillateur GHz, b) de la baie d'intégration.

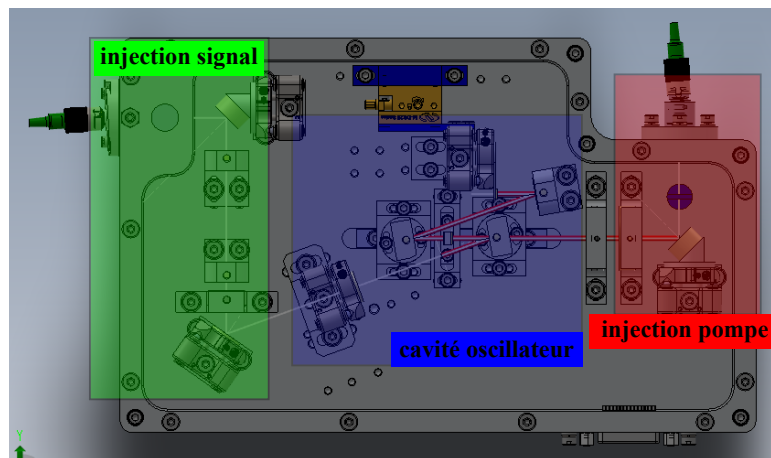


FIGURE 2.13 – Plan d'assemblage : vue intérieure du boîtier oscillateur GHz.

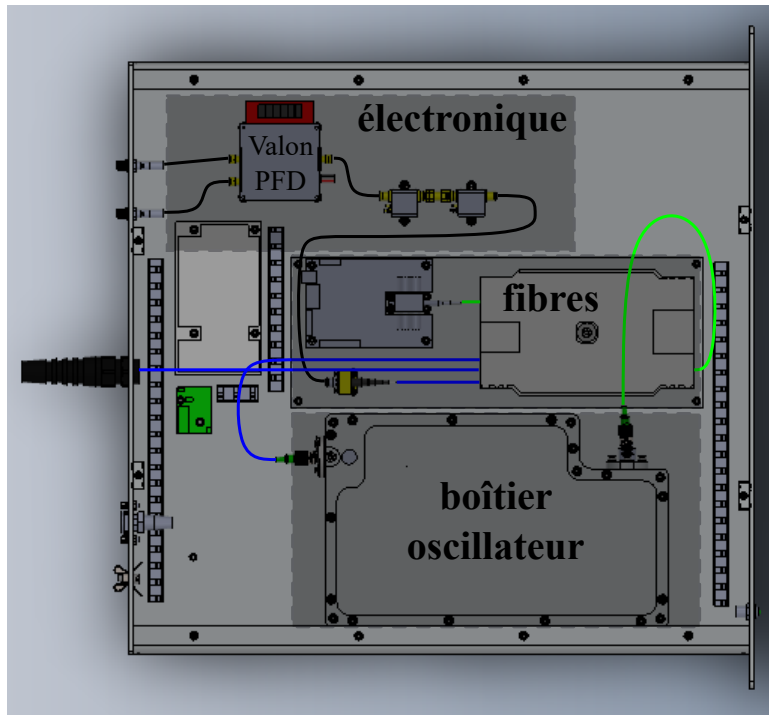


FIGURE 2.14 – Plan d’assemblage : vue intérieure de la baie d’intégration.

de pompe provenant de la diode de pompe. Un miroir hautement réfléchissant à  $45^\circ$  permet l’alignement du faisceau de pompe suivant l’axe optique de la cavité oscillateur et une lentille focalise le faisceau dans le cristal. Suit la cavité oscillateur, ici la même que celle présentée en partie 2.2.2. Le faisceau généré par l’oscillateur rencontre ensuite la partie injection du signal afin d’être injecté dans une fibre monomode. L’alignement du faisceau se fait avec un couple de miroirs hautement réfléchissants à  $45^\circ$ . Entre ces deux miroirs, un télescope afocal grossissant (d’un facteur 3) composé d’une lentille plan-concave suivie d’une plan-convexe permet d’adapter la taille de mode à l’injection à suivre. Une lame demi-onde est utilisée pour aligner la polarisation du signal sur l’axe de maintien de polarisation de la fibre monomode. Enfin, une lentille plan-convexe de focale 8 mm focalise le faisceau signal dans la fibre, supportée par un connecteur FC/APC, branché sur un passe-cloison fixé au boîtier.

La baie d’intégration comprend elle aussi trois parties : le boîtier oscillateur présenté précédemment, une partie fibrée et une partie électronique. Le plan d’assemblage de la baie est présenté en figure 2.14. Les traits verts y représentent la fibre optique transportant le faisceau de pompe, les bleus celles transportant le faisceau signal de l’oscillateur et les noirs les câbles électroniques. La partie fibrée est composée de plusieurs éléments. Une diode laser, pilotée par une carte électronique, délivre le faisceau de pompe guidée dans une fibre optique rangée dans une cassette et se terminant par un connecteur FC/APC branché sur le boîtier

oscillateur GHz. La fibre optique dans laquelle a été injecté le signal oscillateur est elle aussi rangée dans la même cassette. Un coupleur fibré sépare le faisceau dans deux fibres monomode, l'une étant connectée à une photodiode rapide et l'autre sortant de la baie (c'est cette fibre qui sera ensuite connectée aux autres éléments de la source laser). Le signal électronique généré par la photodiode (conversion du signal optique reçu) est transporté par un câble jusqu'à la partie électronique de la baie. Celle-ci est utilisée pour modifier le signal électronique afin qu'il soit lisible par toute l'électronique des différents systèmes laser de l'entreprise Amplitude Systèmes. En effet, le signal électronique correspond ici aux impulsions générées par l'oscillateur (voir figure 2.3), à une cadence proche du GHz et que l'on pourrait simplifier en une sinusoïde à 1 GHz. Or, l'électronique des systèmes laser est limitée en bande-passante à des cadences de quelques dizaines de MHz. Afin de se ramener à cette ordre de cadence, le signal électronique de la photodiode, d'abord amplifié par deux amplificateurs RF, est envoyé dans un diviseur de fréquence programmable (Programmable Frequency Divider, PFD) de l'entreprise Valon Technology. Ce composant permet, à partir d'un signal électronique à une fréquence  $f$ , d'obtenir un signal électronique carré d'une tension pic de 3,3 V à une cadence  $f/N$  avec  $N$  un entier programmable avec le composant. Dans notre cas, le composant réglé à  $N = 24$  permet d'obtenir un signal lisible par notre électronique. Ce signal est transporté par un câble relié à un connecteur en face arrière de la baie afin de pouvoir être relié, avec un autre câble, au reste du système laser.

## 2.3 Source laser à amplification fibrée

Un critère important dans la conception des sources lasers a été de travailler à partir de technologies d'amplification maîtrisées par l'entreprise Amplitude Systèmes pour les adapter à l'amplification de rafales GHz d'impulsions femtosecondes. Ces technologies sont toutes des mises en œuvre de la CPA présentée en partie 1.2.2. Le premier amplificateur conçu pour ce travail de thèse est une adaptation d'une source Satsuma HP<sup>2</sup>, laser à amplification par fibre dopée aux ions Yb<sup>3+</sup> délivrant jusqu'à 20 W de puissance moyenne (40  $\mu$ J par impulsion à une cadence de 500 kHz). La source laser obtenue sera présentée dans la partie suivante puis une caractérisation du système sera donnée.

### 2.3.1 Montage expérimental

Un schéma de principe du système laser complet est présenté en figure 2.15 et je vais ici en détailler les différents éléments. En premier lieu, l'oscillateur utilisé pour injecter ce système laser est celui présenté en partie 2.2.1. Le faisceau délivré par ce dernier est injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation (PM 980). L'étirement temporel des impulsions femtosecondes de l'oscillateur est

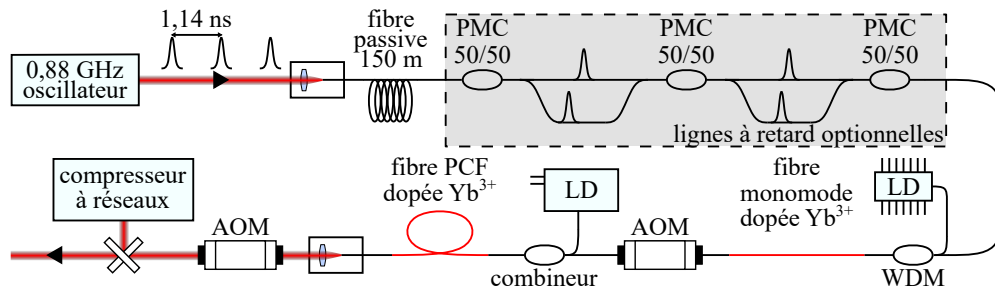


FIGURE 2.15 – Schéma de principe du système laser conçu depuis une base de Satsuma HP<sup>2</sup>. PMC : Polarization-Maintaining Coupler, coupleur à maintien de polarisation. LD : Laser Diode. WDM : Wavelength Division Multiplexer, multiplexeur en longueur d’onde. PCF : Photonic-Crystal Fiber, fibre à cristal photonique.

obtenu en faisant propager le faisceau dans 150 mètres de cette même fibre passive. À la suite de cet étireur, il est possible d’intégrer une ou plusieurs lignes à retard fibrées. Celles-ci sont composées d’un couple de coupleurs à maintien de polarisation (PMC), ici avec un ratio de puissance moyenne entre les deux branches de 50/50 afin d’obtenir, dans chaque branche, des impulsions de même énergie. Pour la première ligne à retard, une différence de longueur de fibre entre les deux branches permet d’introduire un délai temporel de  $T_{osc}/2$  entre les impulsions de chaque branche après leur recombinaison avec le second coupleur. Le délai temporel introduit par la seconde ligne à retard est fixé à  $T_{osc}/4$ . Ainsi, à partir d’un même train d’impulsions de l’oscillateur à une cadence 0.88 GHz, il est possible d’obtenir un train d’impulsions à une cadence de 1.76 GHz avec une ligne à retard et de 3.52 GHz avec les deux lignes à retard. Le train d’impulsions est ensuite pré-amplifié en traversant une fibre monomode dopée aux ions  $Yb^{3+}$  pompée par diode afin d’obtenir un niveau d’énergie suffisant pour éviter l’apparition d’ASE dans l’amplificateur principal. Le modulateur acousto-optique (AOM) fibré servant de sélectionneur d’impulsions (PP, pulse-picker) suit ce pré-amplificateur. Une fibre à cristal photonique (Photonic-crystal fiber, PCF en anglais) tient lieu d’amplificateur principal de la source laser. Cette fibre est elle aussi dopée aux ions  $Yb^{3+}$ , pompée par diode, et permet d’obtenir une puissance moyenne supérieure à 20 W. Le faisceau amplifié obtient ensuite la partie fibrée du laser et est collimaté avec une lentille plan-convexe. Le modulateur externe est positionné entre le collimateur et le compresseur à réseaux permettant de recomprimer les impulsions amplifiées.

### 2.3.2 Performances et caractérisation de la source

La source laser délivre une puissance moyenne de 20 W à des cadences inter-rafales comprises entre 100 kHz (200  $\mu$ J par rafale) et 500 kHz (40  $\mu$ J par rafale).

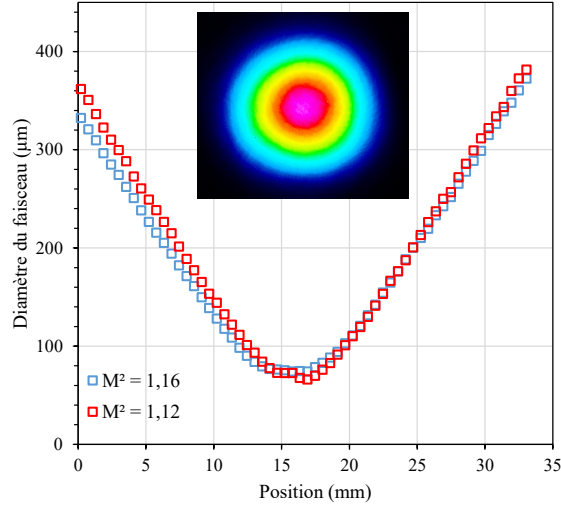


FIGURE 2.16 – Caustique du faisceau en sortie du laser. Encart : mesure du faisceau en champ lointain.

Le faisceau en sortie de laser a une ellipticité de 6 % et un  $M^2$  de 1,16-1,12 suivant les deux directions (figure 2.16). Les impulsions générées présentent un spectre centré à 1037 nm (figure 2.17.a) et des durées de l'ordre de 550 fs (durée à mi-hauteur avec une impulsion de forme sécante hyperbolique carrée, figure 2.17.b). Il apparaît sur la trace d'autocorrélateur que les impulsions sont mal recomprimées, avec une partie de leur énergie présente en dehors de la sécante hyperbolique carrée, signe de la dispersion d'ordre 3 introduite notamment par l'étireur fibré et qui n'est pas compensée par le compresseur à réseaux (partie 1.2.2).

Par ailleurs, les rafales d'impulsions ultra-brèves peuvent présenter des cadences intra-rafales de 0,88, 1,76 et 3,52 GHz selon l'utilisation des lignes à retard fibrées. Une mesure d'une rafale de 100 impulsions à une cadence intra-rafale de 0.88 GHz (1  $\mu$ J par impulsion en moyenne) est présentée en figure 2.18 (même dispositif de mesure qu'en partie 2.2.1). La dynamique du gain évoquée en partie 1.2.3 apparaît ici avec la diminution de l'énergie des impulsions, avec une énergie des dernières impulsions de la rafale deux fois plus faible que celle des plus énergétiques (autour de la dixième impulsion). D'autre part, des fronts de montée et de baisse en énergie des impulsions sont visibles sur les premières et dernières impulsions de la rafale (environ dix impulsions dans les deux cas). Ces fronts ne sont pas imposés par la dynamique du gain mais par les temps de réponse du modulateur acousto-optique  $\tau_{r,AOM}$  et de son pilote RF  $\tau_{r,RF}$ . Le temps de réponse  $\tau_{r,AOM}$  est intrinsèque aux modulateurs acousto-optiques et correspond au temps de propagation de l'onde acoustique à travers le faisceau optique. Le temps de réponse total  $\tau_{r,tot}$  est alors donnée par la relation suivante :  $\tau_{r,tot} = \sqrt{\tau_{r,AOM}^2 + \tau_{r,RF}^2}$ .

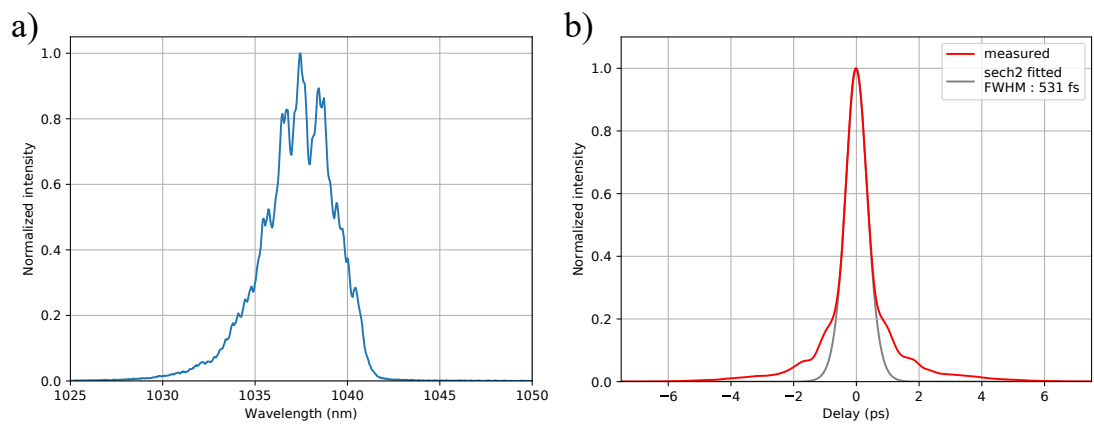


FIGURE 2.17 – a) Mesure du spectre du Satsuma GHz en configuration  $100 \mu\text{J}$  et 100 impulsions par rafale. b) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées dans la même configuration.

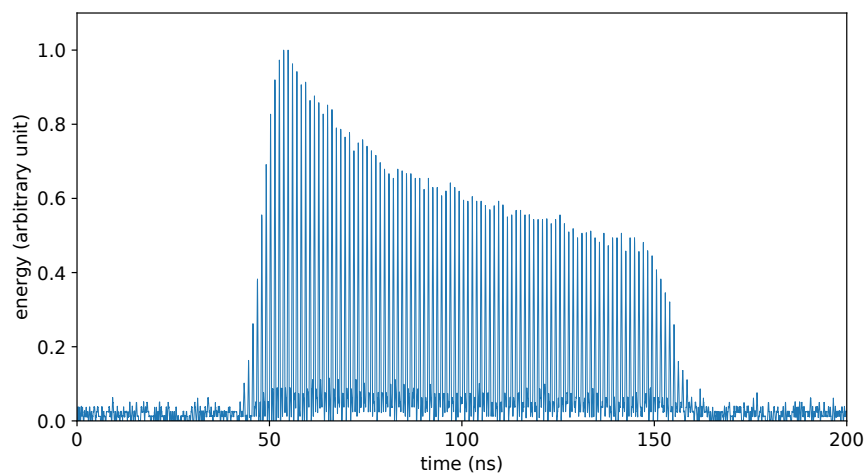


FIGURE 2.18 – Rafale de 100 impulsions à une cadence intra-rafale de 0,88 GHz. Energie de  $100 \mu\text{J}$  par rafale et  $1 \mu\text{J}$  par impulsion.



### 2.3.3 Limites de la source à amplification fibrée

La source laser développée à partir d'un Satsuma HP<sup>2</sup> a permis d'effectuer les premières expériences d'usinage par rafales GHz d'impulsions femtosecondes qui seront présentés dans le chapitre 3. Ces essais ont permis d'obtenir des résultats mais aussi de mettre en évidence des limites de cette source pour l'étude de l'ablation par rafales GHz.

En premier lieu, l'énergie maximale par rafale de 100  $\mu\text{J}$  s'est trouvée être insuffisante dans certaines conditions. Cette énergie étant partagée entre les impulsions de la rafale, l'énergie maximale par impulsion pour des rafales comptant un grand nombre d'impulsions était limitée à une énergie correspondant à une fluence proche du seuil d'ablation (par exemple 0,25  $\mu\text{J}$  par impulsion pour une rafale de 100  $\mu\text{J}$  comptant 400 impulsions). Ainsi, il n'était pas possible d'étudier sur une large plage d'énergies l'ablation par des rafales comptant un grand nombre d'impulsions.

Par ailleurs, l'inhomogénéité de l'énergie des rafales, du fait du temps de réponse du PP et de son pilote d'une part et de la dynamique du gain d'autre part, impose deux limites. La première concerne l'énergie maximale par impulsion pouvant être délivrée sans atteindre le seuil de dommage de l'amplificateur. En effet, avec un amplificateur délivrant des impulsions de même énergie et présentant un seuil de dommage correspondant à une énergie par impulsion  $E_{dom}$ , il est possible de générer des impulsions d'une énergie maximale inférieure à  $E_{dom}$ . Dans le cas où les énergies des impulsions de la rafale ne sont pas égales, c'est l'énergie de l'impulsion la plus énergétique qui sera limitante. L'énergie moyenne des impulsions de la rafale est alors largement inférieure au seuil de dommage  $E_{dom}$ . La seconde limite concerne l'interprétation des résultats. Il est en effet discutable de tirer des conclusions de l'étude de l'influence du nombre d'impulsion par rafale sur le phénomène d'ablation lorsque les différentes impulsions composant la rafale ne sont pas les mêmes. En particulier, pour des énergies par rafale modérées, un certain nombre des impulsions de la rafale peut présenter une énergie inférieure au seuil d'ablation. Leur contribution à l'interaction laser-matière est alors uniquement thermique, d'ordre différent de celle des autres impulsions de la rafale.

Afin de dépasser ces limites, une seconde source laser a été conçue avec comme objectif d'une part de contrôler précisément l'énergie des impulsions de la rafale et d'autre part d'accéder à une plus grande plage de puissances moyennes (et donc d'énergies par rafale et par impulsion). Cette source est présentée dans la partie suivante.

## 2.4 Source laser à amplification hybride fibre-cristal

La seconde source laser a été conçue à partir d'une source Tangor délivrant jusqu'à 100 W de puissance moyenne. Ce laser utilise une technologie d'amplification hybride avec d'une part une pré-amplification par fibre et une amplification

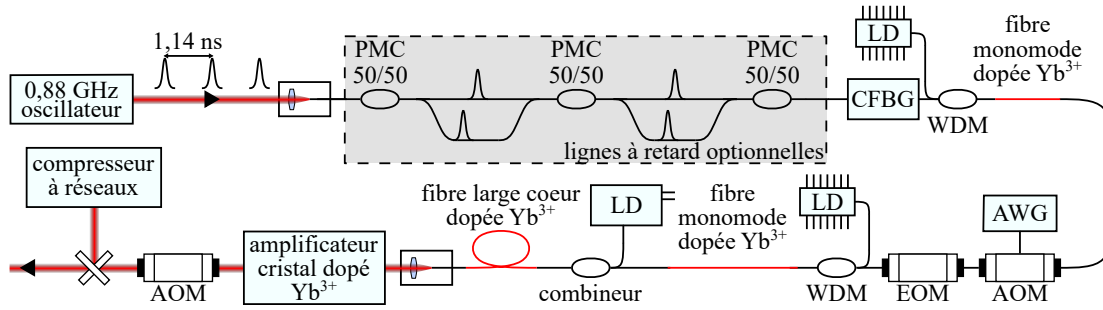


FIGURE 2.19 – Schéma de principe du système laser conçu depuis une base de Tangor. PMC : coupleur à maintien de polarisation. CFBG : étireur fibré à réseau de Bragg. LD : diode laser. WDM : Multiplexeur en longueur d’onde. AWG : générateur de fonctions arbitraires. EOM : modulateur électro-Optique. PCF : fibre à cristal photonique.

principale par cristal, tous deux dopés aux ions  $\text{Yb}^{3+}$ . La source laser sera présentée point par point dans la partie suivante et une caractérisation du système complet sera ensuite donnée.

### 2.4.1 Montage expérimental

Les différents éléments du système laser sont présentés dans un schéma de principe en figure 2.19. L’oscillateur utilisé pour injecter l’amplificateur est celui présenté en partie 2.2.2. Le signal obtenu est injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation (PM 980) et traverse ensuite la ou les lignes à retard si elles sont installées (ce sont les mêmes que celles utilisées avec le système laser précédent, partie 2.3.1). Le CFBG qui tient lieu d’étireur dans cette source est placé à la suite des éventuelles lignes à retard. Le remplacement de l’étireur par propagation dans la fibre passive par ce composant a été fait afin de limiter la dispersion d’ordre trois dans la partie fibrée de la source et ainsi obtenir une meilleure compression des impulsions après amplification. Le signal est ensuite pré-amplifié dans une fibre monomode dopée aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  afin de compenser partiellement les pertes introduites par le CFBG (environ 50%) et de pré-compenser partiellement les pertes introduites par les deux modulateurs optiques suivants (40% pour l’AOM, 60% pour l’EOM). Ce couple de modulateurs optiques est le montage que nous avons utilisé pour permettre la manipulation de la distribution de l’énergie de la rafale parmi les impulsions qui la compose (partie 1.2.3). L’AOM est l’élément qui servira à la modulation de l’énergie des impulsions. Le signal RF lui est envoyé par un pilote RF analogique (MODA-200 de AA Opto Electronic), et la forme de ce signal est contrôlée par un générateur de fonction arbitraire (Arbitrary Waveform Generator, AWG), modèle 33621A de l’entreprise Keysight. Le réglage de la fonction de modulation avec l’AWG permet d’ajuster l’énergie des impulsions de la rafale avant amplification avec une limite de cadence à 120 MHz (environ 8

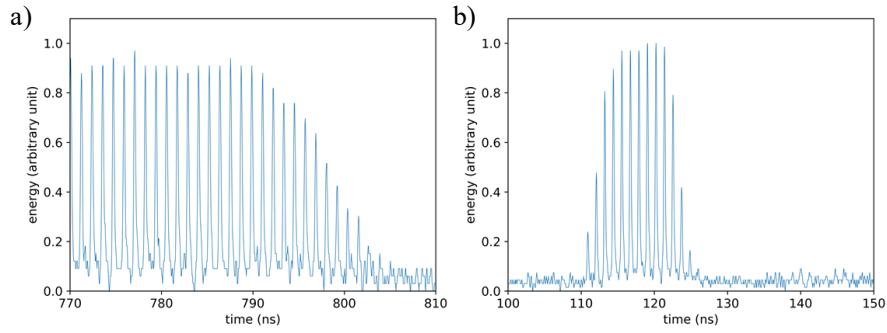


FIGURE 2.20 – Mesure à l’oscilloscope d’une rafale d’impulsions à une cadence de 0.88 GHz sélectionnée avec : a) un AOM, b) un AOM suivi d’un EOM.

ns) : il n’est pas possible d’ajuster les énergies impulsion par impulsion à environ 1 GHz mais cette cadence est suffisante au regard de la dynamique du gain dans le milieu amplificateur. D’autre part, l’EOM est ici utilisé pour raccourcir les fronts de montée et de descente de la rafale évoqués dans la partie 2.3.2. Cet élément présente un temps de réponse plus faible que l’AOM (environ trois impulsions à 0.88 GHz). Une comparaison entre les fronts obtenus avec et sans EOM est présentée en figure 2.20. La fibre active qui suit les deux modulateurs permet de compenser les pertes de ces derniers et d’injecter suffisamment d’énergie dans le pré-amplificateur suivant pour éviter d’y générer de l’ASE. Le pré-amplificateur en question est une fibre à large cœur dopée aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  pompée par diode qui permet d’atteindre une puissance moyenne de l’ordre de 5 W. La partie fibrée de la source laser se termine après ce pré-amplificateur. Le faisceau signal pré-amplifié collimaté est alors amplifié jusqu’à une puissance moyenne supérieure à 100 W dans l’amplificateur principal. Le milieu amplificateur est un cristal  $\text{Yb}:\text{YAG}$  utilisé en configuration Innoslab [77]. Suivent ensuite, comme pour la source laser de type Satsuma HP<sup>2</sup> le modulateur externe et le compresseur à réseaux.

## 2.4.2 Performance et caractérisation de la source

La source laser délivre une puissance moyenne proche de 100 W à des cadences inter-rafales comprises entre 50 kHz (2 mJ par rafale) et 500 kHz (200  $\mu\text{J}$  par rafale). L’évolution de la puissance moyenne délivrée par la source sur une durée de quinze heures est donnée en figure 2.21. Le faisceau en sortie de laser a une ellipticité de 5 % et un  $M^2$  de 1,09-1,07 suivant les deux directions (figure 2.22). Les impulsions générées présentent un spectre centré à 1030 nm (figure 2.23.a) et des durées de l’ordre de 550 fs (durée à mi-hauteur avec une impulsion de forme sécante hyperbolique carrée, figure 2.23.b). Il est à noter que les impulsions présentent ici une forme de sécante hyperbolique carrée presque parfaite, contrairement à celles délivrées par la source laser fibrée.

Ces rafales d’impulsions ultra-brèves peuvent présenter des cadences intra-

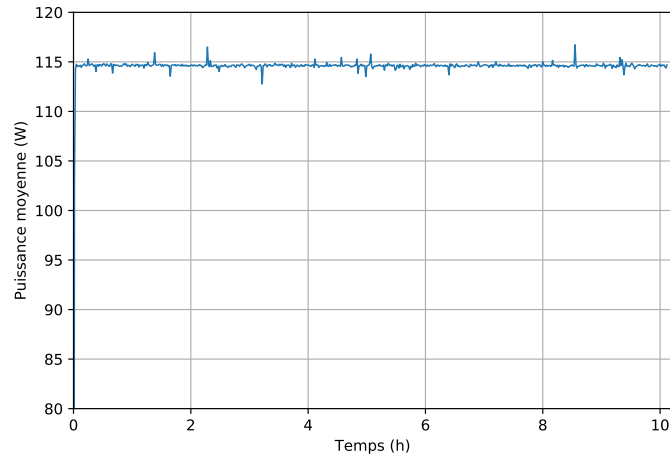


FIGURE 2.21 – Endurance de puissance moyenne en sortie de la source Tangor GHz.

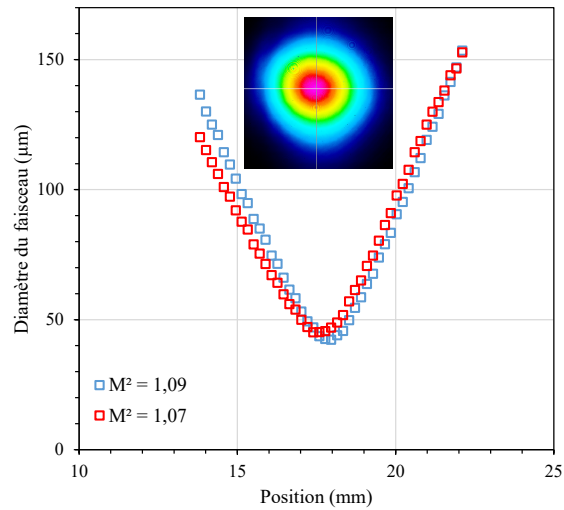


FIGURE 2.22 – Caustique du faisceau en sortie du laser. Encart : mesure du faisceau en champ lointain.

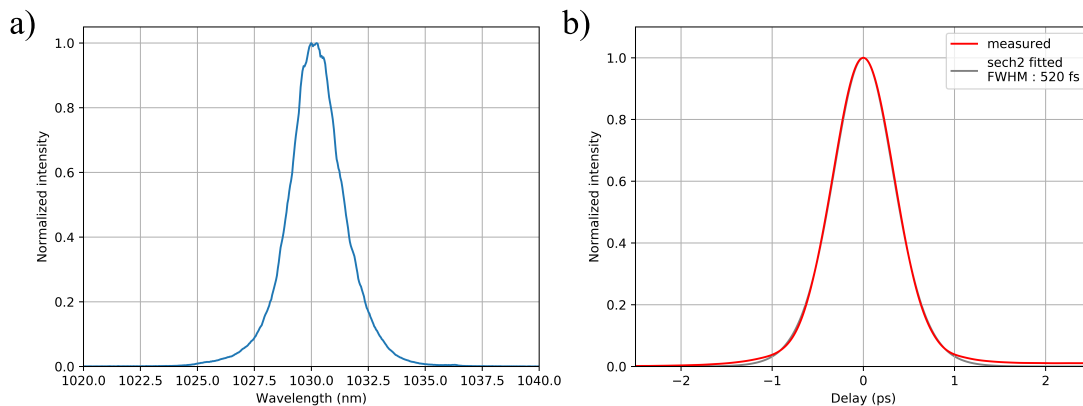


FIGURE 2.23 – a) Mesure du spectre du Tangor GHz en configuration 2 mJ et 50 impulsions par rafale. b) Mesure à l'autocorrelateur de la durée des impulsions délivrées dans la même configuration.

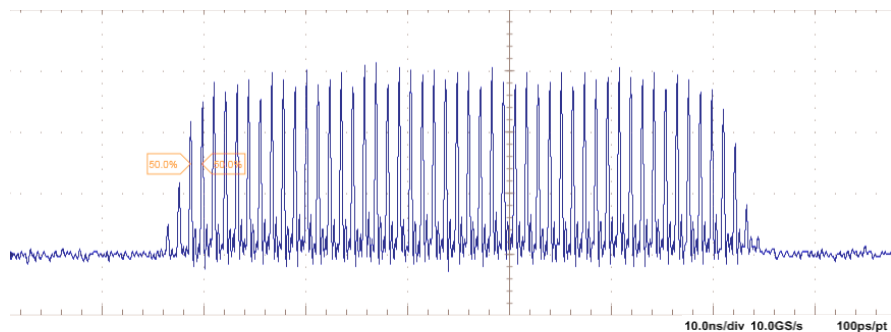


FIGURE 2.24 – Rafale de 50 impulsions à une cadence intra-rafale de 0.88 GHz. Energie de 2 mJ par rafale et 40  $\mu$ J par impulsion.

rafales de 0,88, 1,76 et 3,52 GHz selon l'utilisation des lignes à retard fibrées. À cause du fait que les fronts de montée et de descente de l'EOM comptent environ trois impulsions, et pour ne travailler qu'avec des rafales d'impulsions d'énergies similaires, nous nous sommes limités à une durée de rafales d'au moins 22 ns (20 impulsions à 0,88 GHz). À l'opposé, afin de conserver une énergie par impulsion suffisante pour observer des modifications lors de l'irradiation de matériaux, la durée maximale des rafales générées a été limitée à 912 ns (800 impulsions à 0,88 GHz, 3200 à 3,52 GHz). Une mesure d'une rafale de 50 impulsions à une cadence intra-rafale de 0,88 GHz (40  $\mu$ J par impulsion) est présentée en figure 2.24.

Par ailleurs, la source laser à amplification hybride a été utilisée afin de faire de la conversion de fréquence à partir du signal à 1030 nm : génération de deuxième harmonique (515 nm) et de troisième harmonique (343 nm). Ce phénomène étant non-linéaire, il impose d'appliquer de hautes intensités (puissance crête des impulsions divisée par l'aire du faisceau) sur les cristaux non-linéaires utilisés afin d'obtenir des rendements de conversion satisfaisant. Or, cette limitation est par-

ticulièrement critique lors de l'utilisation de laser délivrant des impulsions à très haute cadence, leur énergie étant alors plus faible. Ces essais préliminaires ont permis d'obtenir des puissances moyennes de 50 W à 515 nm et 25 W à 343 nm à partir de 100 W à 1030 nm avec des rafales de 50 impulsions à 0,88 GHz [78].

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les différentes réalisations laser de ce travail de thèse. Après une introduction, une description des oscillateurs délivrant des trains d'impulsions qui ont été conçus a été donné ainsi que les contraintes qui ont mené au choix technologiques qui ont été faits. Le montage d'une première source laser amplifiée par fibre a ensuite été présenté, avec les performances atteintes par cette source mais aussi ses limites. La seconde source laser à amplification hybride fibre-cristal, développée pour répondre à ces limites, à enfin été décrite dans une quatrième partie.

Ces deux sources laser amplifiées ont permis de mener des expériences d'usinage sur différents matériaux afin d'étudier le régime d'ablation par rafales GHz d'impulsions ultra-brèves. Ces expériences ainsi que les résultats obtenus et les conclusions que nous avons pu en tirer seront présentés dans les deux prochains chapitres de ce manuscrit.

# Chapitre 3

## Première approche de l'ablation par rafales GHz

### 3.1 Motivations

Les résultats présentés par Kerse et. al. en 2016 [1] ont introduit dans la communauté scientifique la thématique de l'usinage par rafales GHz d'impulsions ultra-brèves (voir partie 1.4.3). Le gain en efficacité d'ablation d'une part et surtout l'interprétation physique qui était proposée d'autre part, "l'ablation-cooling", ont donné lieu à un débat parmi la communauté scientifique du fait du manque de résultats publiés sur le sujet en dehors des travaux de cette équipe.

La première motivation de mon travail a donc été de mener des expériences d'usinage dans des conditions expérimentales simples : l'ablation pour générer des cratères avec une rafale unique d'impulsions à des cadences GHz, et ce dans différentes configurations laser. Ces conditions permettant alors de se comparer aux travaux existant, de Kerse et. al. [1] et de Elahi et al. [79]. Il s'agissait alors de voir notamment s'il était possible ou non de mesurer des niveaux d'efficacité d'ablation similaires à ceux qui avaient été obtenus dans le cas d'un usinage de type perçage mono-coup (un cratère formé par une rafale GHz d'impulsions). Plusieurs contraintes sur les paramètres laser sont alors imposées, et notamment concernant :

- la cadence intra-rafale,  $\nu_p$ , avec plusieurs valeurs comprises entre 0.8 et 4.0 GHz
- le nombre d'impulsions par rafale,  $N_{ppb}$ , de quelques dizaines à quelques centaines
- l'énergie par rafale,  $E_b$ , de quelques dizaines de  $\mu\text{J}$

Que les efficacités d'ablation attendues puissent être obtenues ou pas, une seconde motivation fut d'identifier les paramètres d'influence, leur fenêtre opératoire et leurs valeurs optimales respectives pour une ablation efficace de la matière, et notamment la cadence intra-rafale et le nombre d'impulsions par rafale.

Les travaux de conception laser nécessaires à l'obtention de ces paramètres

ont été présentés dans le chapitre précédent. Je vais d'abord présenter dans ce chapitre le dispositif expérimental mis en place avec une de ces sources laser (constituée de l'oscillateur à 1037 nm et l'amplificateur de type Satsuma HP<sup>2</sup>), puis les résultats que nous avons obtenu, pour enfin discuter ces résultats et les confronter aux travaux existant. Les travaux présentés dans ce chapitre ont donné lieu à la publication de deux articles [80, 81].

## 3.2 Dispositif expérimental

### 3.2.1 Source laser et montage expérimental

Les expériences d'usinage présentées ici ont été menées sur le poste FEMTO-WELD, poste d'usinage du laboratoire CELIA situé dans le centre technologique Alphanov et mis en place dans le cadre du projet collaboratif FEMTOWELD entre ces deux entités et l'entreprise Amplitude Systèmes (financement de la Direction Générale de la Compétitivité, de l'Industrie et des Services, dispositif RAPID, décision n° 132906147, de 2013 à 2017). Ce projet avait pour objectif de développer une solution technologique pour le soudage et la découpe de verres basée sur l'utilisation de lasers délivrant des impulsions femtosecondes et de forte puissance moyenne.

La source laser utilisée est constituée de l'oscillateur GHz délivrant des impulsions à une longueur d'onde de 1037 nm présentée dans la partie 2.2.1 et de la source laser à amplification fibrée présentée dans la partie 2.3. La cadence  $\nu_{PP}$  est fixée à 200 kHz, ce qui correspond à une énergie maximale par rafale de 100  $\mu$ J pour une puissance moyenne de 20 W. Ce laser a été introduit dans le dispositif expérimental schématisé en figure 3.1. Le faisceau laser délivré, polarisé linéairement, traverse en premier lieu une lame demi-onde afin de faire tourner sa polarisation, puis un cube polariseur. La modification de l'angle de rotation permet de régler le pourcentage de l'énergie délivrée qui sera envoyé sur la cible (faisceau réfléchi à 45° par le cube), la partie restante étant bloquée (faisceau transmis à travers le cube). Le faisceau laser est alors injecté à l'aide de plusieurs miroirs hautement réfléchissant à 45° dans un scanner galvanométrique IntelliScan-14 III de l'entreprise Scanlab et focalisé sur l'échantillon avec une lentille  $f(\theta)$  de focale 100 mm. La taille du faisceau avant le scanner est adaptée avec un télescope afocal grossissant afin d'obtenir un faisceau de 24  $\mu$ m (diamètre à  $1/e^2$ ) au point focal de la lentille (voir figure 3.2). L'échantillon est fixé sur un porte-échantillon, lui même fixé sur un jeu de platines motorisées XY monolithique pour le mouvement de la cible, et une platine Z pour la translation verticale du scanner galvanométrique. Un signal délivré par l'électronique de contrôle du scanner et de la platine est envoyé à l'électronique de contrôle du laser afin de synchroniser son modulateur externe avec les consignes de tir (signal "Gate"). Il s'agit ici de s'assurer que le modulateur externe diffracte quand un tir est attendu sur la cible et qu'il ne



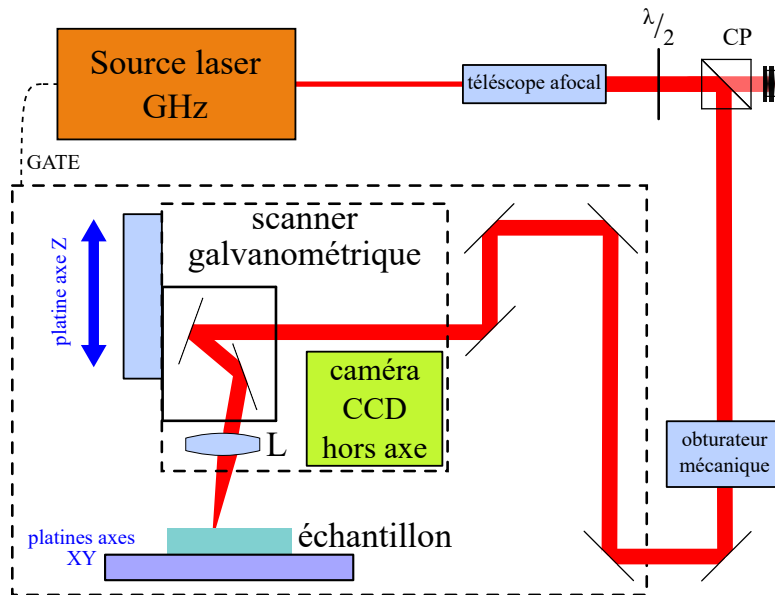


FIGURE 3.1 – Schéma du montage expérimental de perçage par rafales GHz. CP : cube polariseur, L : lentille  $f(\theta)$  (de focale 100 mm).

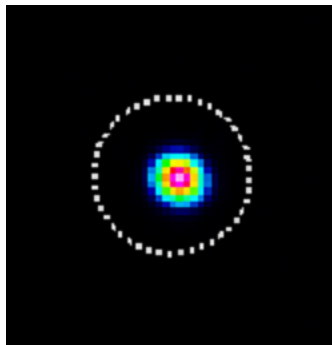


FIGURE 3.2 – Mesure du faisceau au point focal de la lentille  $f(\theta)$  (WinCamD-XHR de l'entreprise DataRay).

diffraque plus pendant les déplacements machines notamment, et quand tous les tirs ont été effectués. De plus, il est aussi possible de diffracter avec le modulateur externe à une cadence sous-multiple de la cadence du sélectionneur d’impulsions  $\nu_{PP}$ . Enfin, un système d’extraction de fumée est installé afin d’aspirer et filtrer les éventuels gaz, poussières d’ablation et projections provenant de l’usinage laser. La buse de collecte de 38 mm de diamètre est positionnée à 5 cm de la cible et le débit d’aspiration réglé à 250 m<sup>3</sup>/h. L’air collecté passe au travers d’un filtre à nanoparticules puis d’un filtre à charbon actif, avant d’être expulsé vers l’extérieur du bâtiment.

### 3.2.2 Protocole expérimental

Quatre matériaux ont été étudiés dans le cadre de ces premiers essais de perçage : trois métaux (Cuivre, Aluminium et acier AISI 316L) et un matériau semi-conducteur, le Silicium. Tous les échantillons mesurent 500  $\mu\text{m}$  d’épaisseur et proviennent du fournisseur Goodfellow. Comme l’objectif est ici de mesurer l’ablation provoquée par une unique rafale d’impulsions, il est nécessaire de séparer physiquement deux rafales successives. Pour cela, la vitesse de balayage  $v_{scan}$  du scanner est fixée à sa valeur maximale, 5,0 m/s, et le modulateur externe ne diffracte qu’une rafale sur deux. Dans ces conditions, la séparation temporelle sur cible entre deux rafales est de 10  $\mu\text{s}$ . À une vitesse de balayage de 5,0 m/s, cela correspond à un déplacement du point d’impact du faisceau de 50  $\mu\text{m}$  entre deux tirs, suffisant pour éviter le recouvrement entre les cratères générés. Il est à noter que le déplacement du point d’impact du faisceau pendant le tir d’une rafale n’est pas nul mais reste faible devant la taille des cratères (plus grand déplacement intra-rafale de 1,1  $\mu\text{m}$  pour une rafale de 200 impulsions à 0,88 GHz).

Afin de mesurer les efficacités d’ablation en régime d’ablation GHz et d’étudier les influences des différents paramètres laser, il était initialement prévu d’étudier neuf configurations différentes : trois cadences intra-rafale (0,88, 1,76 et 3,52 GHz) et, pour chaque cadence, trois durées de rafale (57, 114 et 228 ns), correspondant pour chaque cadence à un nombre d’impulsions par rafale multiple de cinquante. Les instabilités de l’oscillateur évoquées dans la partie 2.2.1 nous ont empêché d’explorer ces configurations pour tous les matériaux. Les configurations dans lesquelles les essais ont pu être menés, pour chaque matériau, sont indiquées dans le tableau 3.1. Pour chacune de ces configurations laser, entre dix et vingt tirs à différentes puissances moyennes sont effectués. Pour chacun des groupes de paramètres laser testés, quand le seuil d’ablation est dépassé, des cratères alignés sur une longueur de 2 mm sont obtenus.

Le profil de chacun des cratères est mesuré avec un profilomètre Leica DCM 3D (objectif x50) et le fichier obtenu est traité par un programme que j’ai écrit en langage Python [82]. Un plan  $z=0$  correspondant à la surface de l’échantillon avant ablation est calculé en extrapolant les surfaces mesurées en dehors des cratères. Le volume ablaté, en dessous de la surface  $z=0$ , est alors obtenu en calculant la

TABLE 3.1 – Configurations lasers dans lesquelles ont été mené des essais de perçage pour chaque matériau.

$\nu_p$	0,88 GHz			1,76 GHz			3,52 GHz	
$N_{ppb}$	50	100	200	100	200	400	200	400
Matériau	Cu		x		x	x		x
	Al		x		x	x		x
	acier		x		x	x		x
	Si	x	x	x				x

moyenne des volumes mesurés de quatre cratères pour chaque configuration. Le débit d’ablation spécifique est calculé en divisant ce volume ablaté par l’énergie qui a été nécessaire pour créer ce cratère (énergie totale de la rafale). Des mesures complémentaires de la morphologie des cratères ont été faites avec un microscope électronique à balayage (MEB) Phenom ProX.

Pour une meilleure comparaison des résultats dans les différentes configurations laser, un même code couleur sera utilisé dans tous les graphiques du chapitre : une couleur identique correspond à une même durée de rafale, bleu, orange et vert correspondant à des durées respectives de 57, 114 et 228 ns. Par ailleurs, la cadence intra-rafale sera représentée par un symbole : triangle, rond et carré pour 0,88, 1,76 et 3,52 GHz. Les barres d’erreurs représentent l’imprécision de mesure du profilomètre (0,2  $\mu\text{m}$  suivant l’axe z, normal à la surface de l’échantillon mesuré).

## 3.3 Résultats

### 3.3.1 Influence des paramètres laser

Pour étudier l’influence des différents paramètres laser sur l’ablation, nous nous concentrerons sur les mesures de volume ablaté pour les différentes configurations laser. L’ensemble de ces mesures est présenté en figure 3.3.

Ces résultats permettent de mettre en évidence l’effet de plusieurs paramètres. En premier lieu, à cadence intra-rafale fixée, le volume ablaté augmente systématiquement avec le nombre d’impulsions par rafale. Les cas des rafales de 0,88 GHz, 50, 100 et 200 impulsions pour le Silicium et des rafales de 1,76 GHz, 100, 200 et 400 impulsions pour le Cuivre sont présentés séparément des autres résultats en figure 3.4. Par exemple, les volumes de Cuivre et de Silicium ablatés sont doublés quand les nombres d’impulsions augmentent respectivement de 100 à 400 à une fluence totale de 14,3 J/cm<sup>2</sup> pour le Cuivre et de 50 à 200 à une fluence totale de 5,7 J/cm<sup>2</sup> pour le Silicium. La figure 3.5 montre les cratères obtenus dans le Cuivre dans ces différentes configurations. Des bordures de liquide resolidifié sont présentes sur les cratères et mesurent environ 0,5  $\mu\text{m}$  de hauteur pour toutes les

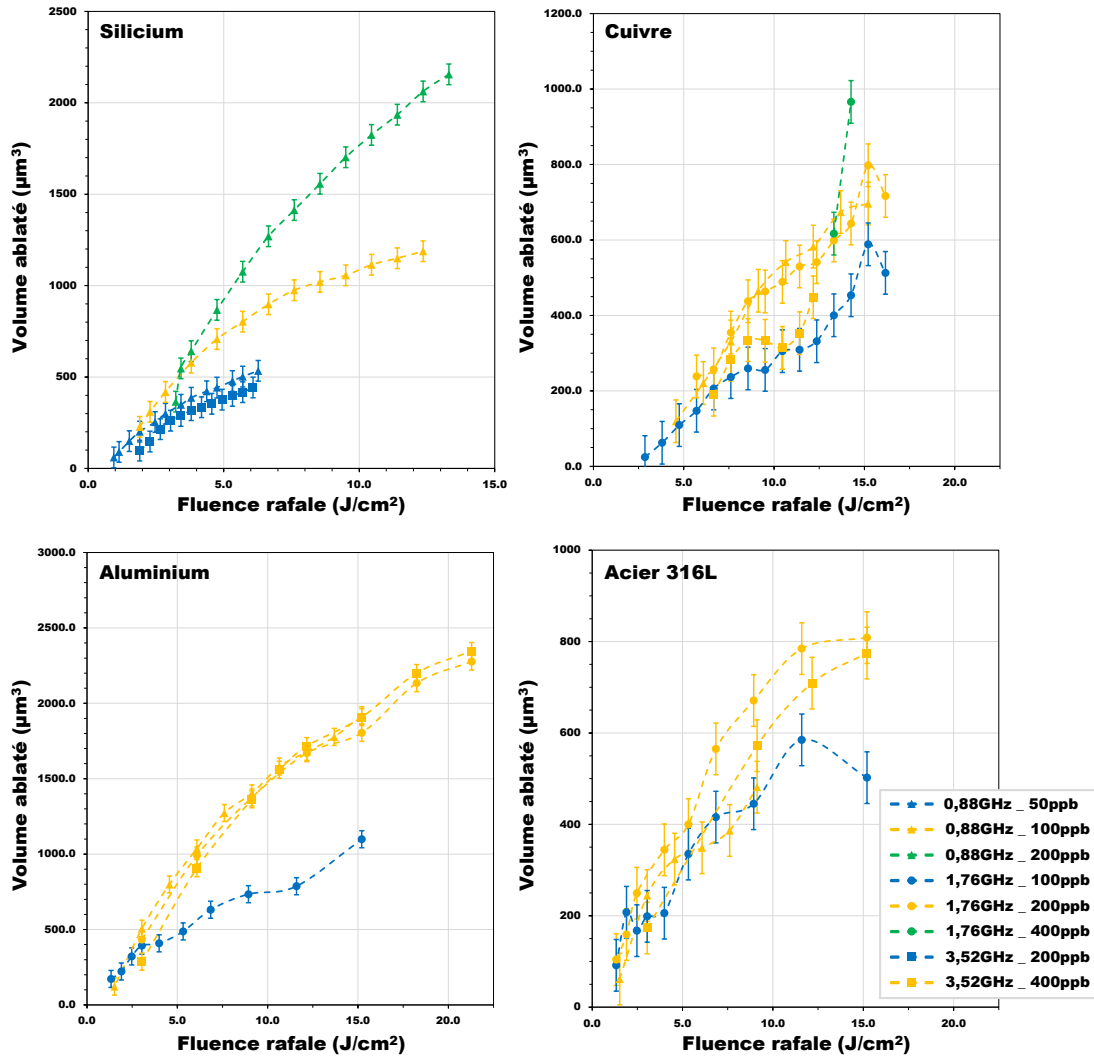


FIGURE 3.3 – Volume ablaté en fonction de la fluence totale d’une rafale d’impulsions obtenu pour différentes configurations laser. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium, le Cuivre, l’Aluminium et l’acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel des différentes courbes.

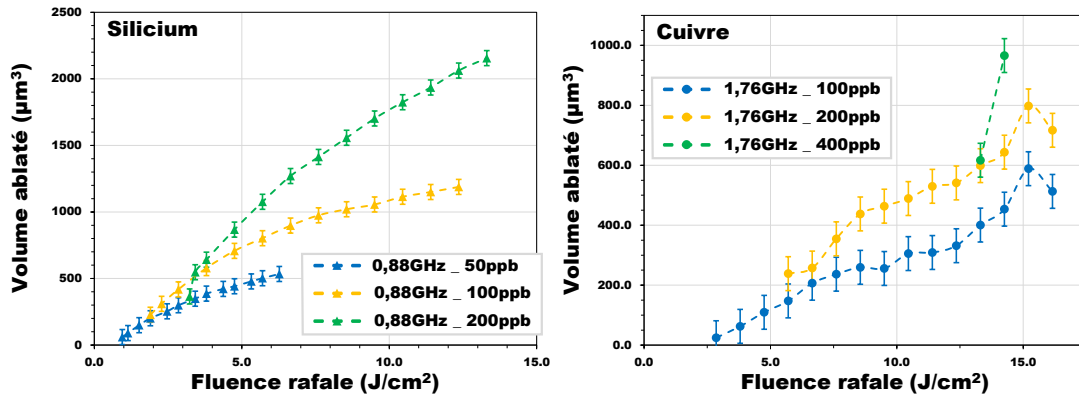


FIGURE 3.4 – Volume ablaté en fonction de la fluence totale, obtenu avec des rafales de même cadence intra-rafale et comptant un nombre variable d’impulsions. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium et le Cuivre.

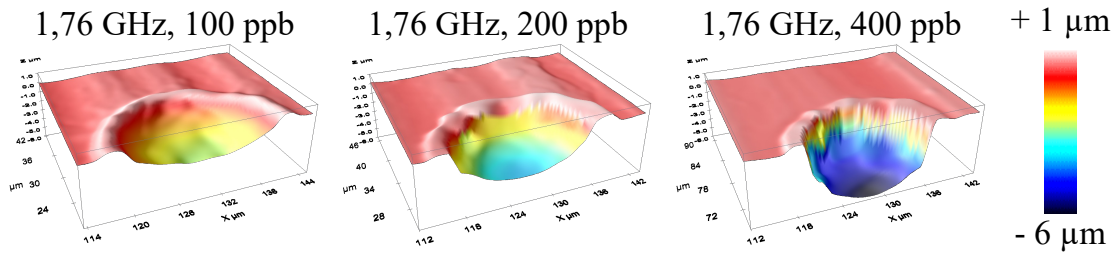


FIGURE 3.5 – Profils des cratères obtenus dans du Cuivre avec des rafales de 100, 200 et 400 impulsions à 1,76 GHz avec, pour chacune des configurations, une fluence totale de  $14,3 \text{ J/cm}^2$ .

conditions expérimentales. Les images de ces cratères soulignent particulièrement l’augmentation du volume ablaté avec le nombre d’impulsions par rafale et le fait que celui-ci augmente surtout du fait d’une augmentation de la profondeur du cratère et pas de sa largeur.

La figure 3.6 présente une situation différente en mettant en évidence séparément des autres résultats les courbes du volume ablaté en fonction de la fluence pour des rafales de même durée totale. Il apparaît que l’augmentation du volume ablaté avec le nombre d’impulsions par rafale n’a lieu que pour une cadence intra-burst fixée. Lorsque la cadence intra-rafale augmente dans la même proportion que le nombre d’impulsions par rafale (c’est à dire quand la durée totale de la rafale est constante), cet effet n’est plus notable. Dans la figure 3.7, à une fluence totale de  $12,2 \text{ J/cm}^2$ , sont présentés les profils des cratères obtenus dans le Cuivre avec différentes rafales présentant la même durée. Il n’y apparaît aucune évolution notable dans la morphologie des cratères.

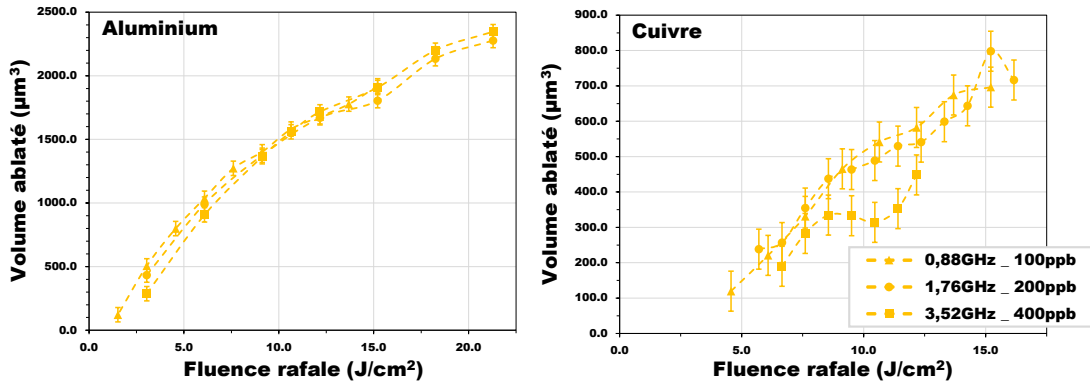


FIGURE 3.6 – Volume ablaté en fonction de la fluence totale, obtenu avec des rafales de même durée et une seule rafale par cratère. Les mesures proviennent de perçages en un seul passage pour l’Aluminium et le Cuivre.

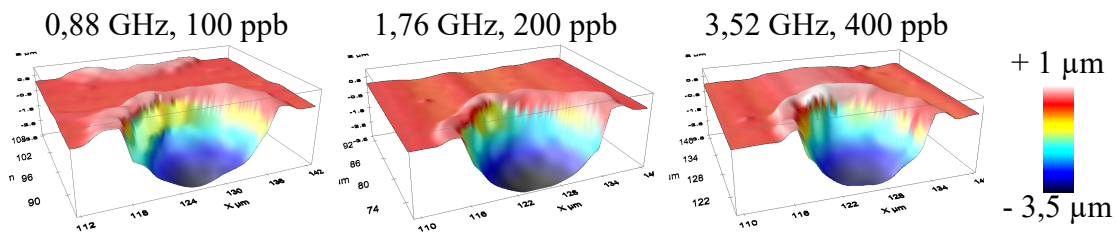


FIGURE 3.7 – Profils des cratères obtenus dans du Cuivre avec des rafales de 100 impulsions à 0,88 GHz, 200 à 1,76 GHz et 400 à 3,52 GHz avec, pour chacune des configurations, une fluence totale de 12,2 J/cm<sup>2</sup>.

TABLE 3.2 – Seuil d’ablation par impulsion en  $\text{J}/\text{cm}^2$  pour les différentes configurations laser.

$\nu_p$	0,88 GHz			1,76 GHz			3,52 GHz	
$N_{ppb}$	50	100	200	100	200	400	200	400
Matériau	Cu	0,046		0,029	0,029	0,033	0,017	
	Al	0,015		0,013	0,015		0,008	
	acier	0,015		0,013	0,007		0,008	
	Si	0,019	0,019	0,016				0,010

### 3.3.2 Modifications à basses fluences

Les résultats présentés dans la partie précédente mettent en évidence un autre aspect de l’ablation par rafales GHz d’impulsions lorsqu’on se concentre sur les cratères obtenus pour des faibles fluences. Il apparaît en effet que l’ablation de matière est obtenue pour des fluences par impulsion bien plus faibles que les seuils d’ablation  $F_{th}$  mesurés lors de l’irradiation par une impulsion femtoseconde unique. On notera par exemple un cratère obtenu dans le Cuivre avec une rafale de 400 impulsions à 3,52 GHz à une fluence par impulsion de  $0,017 \text{ J}/\text{cm}^2$  (seuil d’ablation simple impulsion de  $0,4 \text{ J}/\text{cm}^2$  [48]) et un autre dans le Silicium avec une rafale de 200 impulsions à 3,52 GHz à une fluence par impulsion de  $0,010 \text{ J}/\text{cm}^2$  (seuil d’ablation simple impulsion de  $0,43 \text{ J}/\text{cm}^2$  [83]). Les seuils d’ablation mesurés dans toutes les configurations lasers sont indiqués dans le tableau 3.2. Il apparaît donc qu’un effet collaboratif entre les impulsions, d’accumulation thermique, joue un rôle clé dans l’apparition des cratères.

Par ailleurs, en observant plus spécifiquement les modifications provoquées sur le Silicium, nous en avons observé de deux types différents : des bosses avec des caniveaux sur la périphérie sont formés à de faibles fluences (figure 3.8.a. et 3.8.d.) tandis que les cratères apparaissent pour des fluences plus élevées (figure 3.8.b. et 3.8.e.).

Les fluences totales  $F_{th1}$  et  $F_{th2}$ , seuils d’apparition respectivement des bosses et des cratères sont indiqués dans le tableau 3.3. Il apparaît en premier lieu que, comme nous l’avons vu pour les cratères, les faibles valeurs de fluences d’apparition des bosses indiquent que l’accumulation thermique au cours des rafales contribue significativement à la formation de ces bosses. À une cadence intra-rafale de 0,88 GHz,  $F_{th1}$  et  $F_{th2}$  augmentent avec le nombre d’impulsions par rafale. Les fluences seuils par impulsion correspondant,  $F_{th1}/N_{ppb}$  et  $F_{th2}/N_{ppb}$ , diminuent avec le nombre d’impulsions. Concernant la morphologie des modifications, les figures 3.8.a. et 3.8.d. montrent que les bosses sont typiquement élevées de quelques centaines de nanomètres en leur centre et qu’elles sont entourées d’anneaux concentriques semblables à ceux observés en soudage laser par point (on parle alors de caniveaux) [84]. Les figures 3.8.b. et 3.8.e. indiquent qu’une transi-

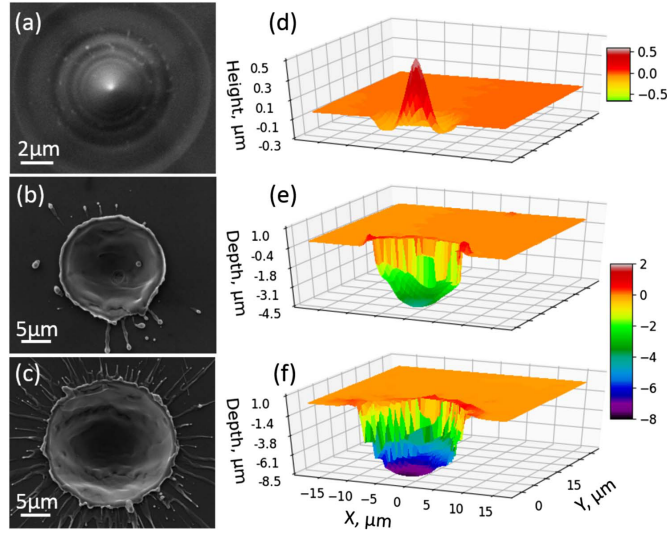


FIGURE 3.8 – Images MEB (a-c) et profils (d-f) des modifications dans le Silicium provoquées par une rafale de 200 impulsions à une cadence intra-rafale de 0,88 GHz pour différentes fluences totales :  $F = 3,1 \text{ J/cm}^2$  (a et d),  $F = 3,3 \text{ J/cm}^2$  (b et e) et  $F = 7,7 \text{ J/cm}^2$  (c et f).

TABLE 3.3 – Résumé des seuils d'apparition de modifications observées sur le Silicium dans différentes conditions laser.

Configurations laser	Fluences seuil [ $\text{J/cm}^2$ ]			
	$F_{th1}$	$F_{th1}/N$	$F_{th2}$	$F_{th2}/N$
$N_{ppb} = 50, \nu_p = 0,88 \text{ GHz}$	0,77	0,015	0,96	0,019
$N_{ppb} = 100, \nu_p = 0,88 \text{ GHz}$	1,2	0,012	1,8	0,018
$N_{ppb} = 200, \nu_p = 0,88 \text{ GHz}$	1,4	0,007	3,3	0,017
$N_{ppb} = 200, \nu_p = 3,52 \text{ GHz}$	1,1	0,006	1,9	0,010

tion brutale de la modification de type bosse au cratère a lieu lorsque la fluence est augmentée légèrement au dessus de la fluence seuil  $F_{th2}$ . Des petits défauts sont observés en surface dans la région des bosses (figure 3.8.a.) et pourrait être à l'origine de l'explosion du bain fondu formant le cratère et provoquant une éjection de matière liquide. Cette matière éjectée représente un volume significatif au regard du volume du cratère lorsque la fluence totale est proche du seuil d'ablation  $F_{th2}$  et devient négligeable pour une fluence largement supérieure à  $F_{th2}$  (figures 3.8.c. et 3.8.f.).



TABLE 3.4 – Débits d’ablation spécifiques maximaux obtenus dans les expériences présentées dans ce chapitre et dans d’autres travaux publiés (en  $\text{mm}^3/\text{mn}/\text{W}$ ).

Durées	rafales d’impulsions fs				impulsions uniques	
	GHz [chapitre 3]		GHz [79]		fs [48]	ns [85]
	58 ns	114 ns	228 ns	231 ns	300 fs	60 ns
Cuivre	0,51	0,70	0,90	0,4	0,2	0,4
Aluminium	1,73	2,32			0,4	
Acier 316L	1,45	1,34			0,3	
Silicium	1,40	2,02	2,53	1,8		

## 3.4 Discussion

### 3.4.1 Efficacité de l’ablation par rafale GHz

Afin de mesurer les efficacités d’ablation obtenues et les comparer d’une part avec les travaux de Kerse et al. et d’autre part avec les résultats publiés pour d’autres régimes d’ablation, nous avons calculé pour chaque expérience le débit d’ablation spécifique (en  $\text{mm}^3/\text{mn}/\text{W}$ ). Cette valeur permet en effet une comparaison des débits d’ablation obtenus avec différents niveaux de puissance moyenne et d’estimer le temps nécessaire pour réaliser un usinage particulier avec un laser délivrant une puissance moyenne donnée. Les valeurs de débit d’ablation spécifique obtenus dans les différentes conditions expérimentales sont présentées en figure 3.9. Toutes les conditions expérimentales ne sont pas présentées ici : une seule configuration par durée de rafale est tracée sur ces graphiques afin de simplifier la lecture de la figure (0,88 GHz pour le Silicium et 1,76 GHz pour les autres matériaux). Ce choix est justifié par le fait que nous avons vu dans la partie précédente que les rafales d’impulsions présentant une durée totale identique donnaient un volume ablaté semblable. Il apparaît ici pour les métaux et le Silicium une efficacité maximale pour une fluence optimale dépendante de la configuration laser, avec une efficacité et une fluence optimale qui augmentent avec la durée totale de la rafale. Les efficacités maximales obtenues sont indiquées dans le tableau 3.4. Dans ce même tableau, ces résultats sont comparés avec différentes valeurs prises dans la littérature. Il apparaît en premier lieu que les efficacités obtenues avec les rafales GHz d’impulsions femtosecondes sont d’un niveau comparable avec celles obtenues avec des impulsions nanosecondes [85], ce qui est inhabituel pour l’ablation femtoseconde. Nous avons ensuite comparé nos résultats avec ceux obtenus par Lopez et al. [48]. Il est cependant à noter que ces travaux présentaient des résultats obtenus à partir d’expériences d’ablation de lignes et pas de perçage. Néanmoins, comparées à l’ablation par impulsions femtosecondes, les efficacités obtenus avec les rafales GHz d’impulsions femtosecondes sont manifestement supérieures. On notera par exemple une efficacité quatre fois plus importante pour

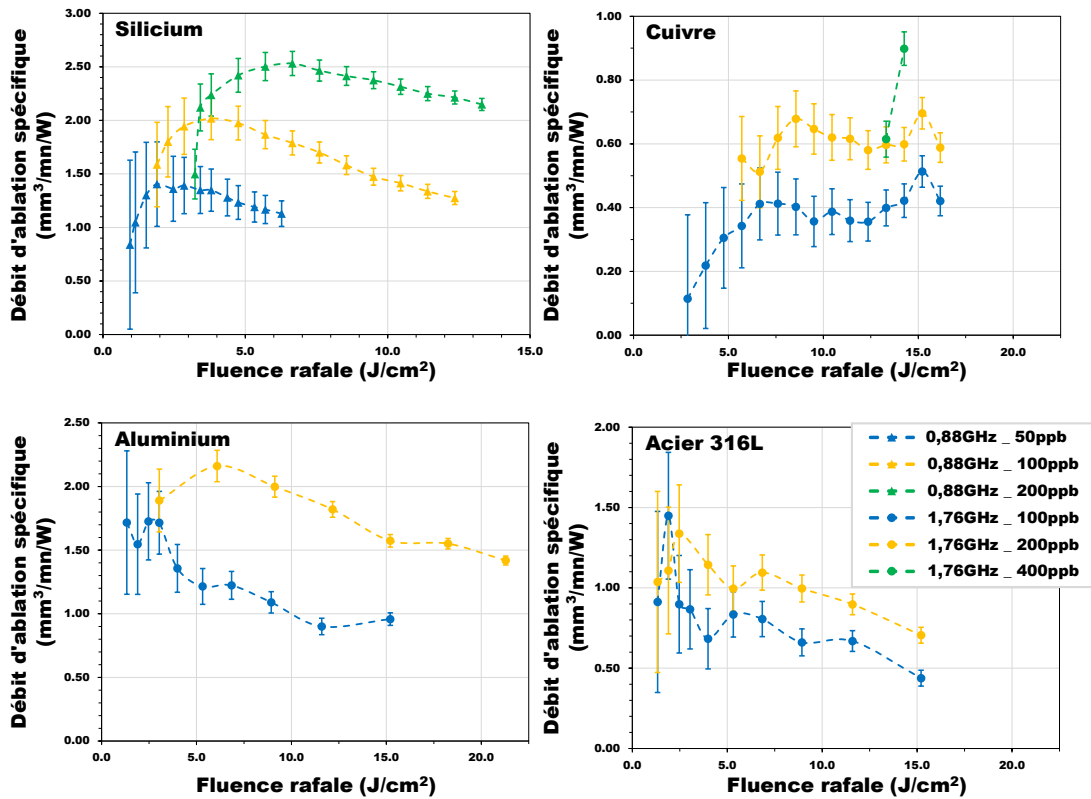


FIGURE 3.9 – Débit d’ablation spécifique en fonction de la fluence totale d’une rafale d’impulsions obtenu pour différentes configurations laser. Les mesures proviennent de perçages avec une seule rafale par cratère pour le Silicium, le Cuivre, l’Aluminium et l’acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel des différentes courbes.

le Cuivre et six fois pour l'Aluminium. Nos résultats sont cohérents avec ceux présentés par Kerse et al. [1] et Elahi et al. [79]. Par ailleurs, les travaux expérimentaux de Matsumoto et al. [16] et les simulations de Povarnitsyn et al. [86] (modèle à deux températures hydrodynamique) arrivent aux mêmes conclusions.

### 3.4.2 Optimisation des paramètres d'influence

À partir des résultats obtenus, il est possible de voir des tendances concernant l'optimisation des paramètres laser pour l'ablation. Tout d'abord, en terme de fluence optimale, il est à noter que l'ablation par rafales GHz d'impulsions femtosecondes est similaire à l'ablation femtoseconde classique avec une fluence optimale de quelques  $\text{J}/\text{cm}^2$ , en considérant la fluence totale de la rafale et pas celle des impulsions qui la composent. Cette fluence optimale dépend évidemment du matériau mais aussi de la durée totale de la rafale, avec une fluence optimale qui augmente avec celle-ci. Ce résultat est important puisqu'il permet de proposer une voie pour utiliser de plus fortes puissances moyennes pour l'usinage. En effet, nous avons vu dans la partie 1.4.2 que l'utilisation de fortes puissances moyennes pour l'usinage nécessitait d'utiliser soit des lasers à haute cadence avec des systèmes de déviation de faisceaux rapides, soit des lasers de haute énergie avec des systèmes de division de faisceaux. Ici, il apparaît qu'il est possible de travailler à des fluences optimales plus importantes (et donc de plus fortes puissances moyennes) en utilisant une rafale d'impulsions de durée importante.

Par ailleurs, il est apparu que la durée totale de la rafale était un facteur clé dans l'ablation par rafales GHz : les rafales de même durée présentent une efficacité d'ablation similaire, et ce quelque-soit le couple  $N_{ppb}-\nu_p$  utilisé pour obtenir cette durée. Ce comportement a déjà été rapporté dans les références suivantes [1, 86, 87]. De plus, ce sont les rafales présentant les durées les plus importantes qui permettent d'obtenir les efficacités d'ablation maximales. Parmi les différentes configurations laser que nous avons utilisées pour obtenir ces résultats, nous n'avons pas pu mettre en évidence de durée de rafale maximale au-delà de laquelle l'efficacité d'ablation n'augmenterait plus ou diminuerait. Ces résultats restent cependant à nuancer : avec les paramètres laser explorés dans ces expériences, nous n'avons pu comparer que trois rafales de mêmes durées pour les métaux (114 ns) et deux pour le Silicium (57 ns).

### 3.4.3 Mécanisme d'ablation GHz

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre indiquent l'existence, pour les rafales GHz d'impulsions femtosecondes, d'un mécanisme d'ablation différent de celui des ablations femtoseconde et nanoseconde classiques. Afin de comprendre ces résultats, et en partant de l'interprétation de Kerse et al. [1], il est possible de proposer un mécanisme d'ablation rendant compte de nos observations. Une présentation simplifiée de ce mécanisme est illustrée en figure 3.10.

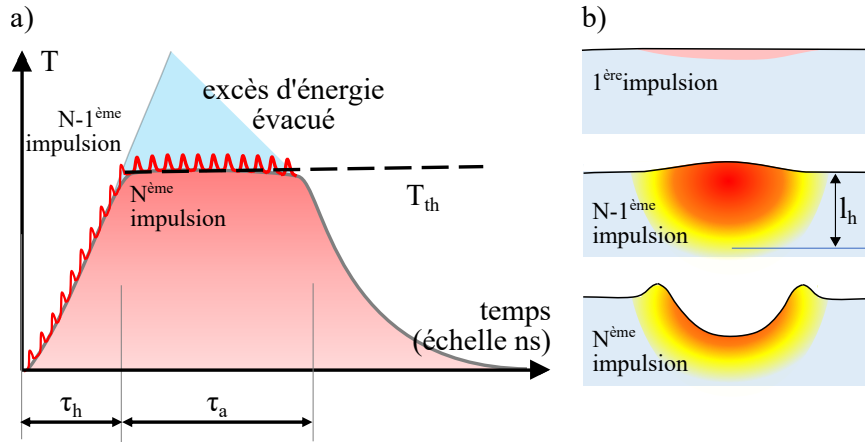


FIGURE 3.10 – a) Mécanisme d’ablation GHz en deux étapes : chauffage par accumulation thermique puis ablation efficace d’une matière chauffée. b) Mécanisme de génération des cratères : augmentation locale de la température puis éjection de matière lorsque la température d’évaporation est atteinte.

Nous considérons deux différentes échelles de temps durant la durée  $\tau_b$  d’une rafale :  $\tau_h$  le temps de chauffage et  $\tau_a$  le temps d’ablation, comme indiqué en figure 3.10. Pendant  $\tau_h$ , les ions du matériau sont lentement chauffés par accumulation thermique [44, 45]. Chaque impulsion, d’une fluence inférieure au seuil d’ablation, participe alors à l’augmentation de la température du réseau jusqu’à ce que le seuil d’évaporation soit atteint. Nous pouvons ici définir la température seuil d’ablation  $T_{th}$  comme étant la température du matériau pour laquelle l’ajout de l’énergie d’une impulsion entraîne le dépassement du seuil d’ablation correspondant à cette température.

Le processus d’ablation commence quand la température  $T_{th}$  est atteinte et la matière (déjà en phase liquide) se décompose et est éjectée de l’échantillon, entraînant la chaleur avant qu’elle ne se dissipe dans le réseau (voir partie 1.3.2) : la surface de l’échantillon se maintient à une température proche de  $T_{th}$ . Cette surface à une température déjà élevée requiert une énergie moindre pour qu’il y ait ablation de matière : on peut dire par abus de langage que le seuil d’ablation diminue. Les impulsions suivantes présentent alors une fluence proche du seuil d’ablation. Le procédé d’ablation est alors très proche d’un maximum d’efficacité, ce qui permet l’éjection d’un volume significatif de matière liquide. Ce volume de matière, ablaté impulsion après impulsion, ne contribue plus à la diffusion de chaleur dans l’échantillon.

Une ablation efficace par rafales GHz peut être atteinte avec un ratio  $\tau_a/\tau_h$  important, ce qui permet de déterminer une combinaison optimale des paramètres  $\nu_p$ ,  $N_{ppb}$  et  $E_p$  (l’énergie moyenne des impulsions) : des rafales présentant des combinaisons différentes de ces paramètres ne contribueront pas de la même façon à l’augmentation de la température de l’échantillon. Dans notre cas, les rafales les

plus longues permettent une plus grande efficacité d'ablation car une plus grande part de l'énergie de la rafale contribue à l'ablation une fois que  $T_{th}$  est atteinte. Par ailleurs, comme chaque impulsion présente une faible intensité, les effets d'écrantage sont moins importants dans ces conditions [86, 88], ce qui favorise encore une ablation hautement efficace.

Lorsque la fluence totale de la rafale est inférieure à  $F_{th2}$ , la durée totale de la rafale  $\tau_b$  est égale ou inférieure à  $\tau_h$ . La température d'évaporation n'est jamais atteinte et seule l'accumulation thermique entraîne la formation de bosses par expansion thermique ; ce qui est cohérent avec ce qui est observé (voir figures 3.8.a. et 3.10.b.). Le volume affecté par une rafale peut être déterminé par une longueur caractéristique de diffusion de chaleur  $l_h$  sur la durée totale de la rafale  $\tau_b$ . Dans le cas du Silicium, avec un calcul simple de cette longueur  $l_h \sim \sqrt{D_h \tau_b}$ , avec  $D_h = 0,86 \text{ cm}^2/\text{s}$  le coefficient de diffusivité thermique à température ambiante du Silicium, on obtient des valeurs de  $l_h$  égales à 2,1, 2,9 et 4,2  $\mu\text{m}$  pour les rafales de 50, 100 et 200 impulsions à 0,88 GHz.

Pour une fluence égale à  $F_{th2}$ , la dernière impulsion de la rafale participe à l'ablation et un cratère est formé suite à l'éjection de la matière. Les profondeurs des cratères mesurées à 1,5, 2,6 et 4,0  $\mu\text{m}$  dans le Silicium pour une fluence  $F_{th2}$  sont alors très proches des valeurs de  $l_h$  calculées précédemment. Par ailleurs, le cratère engendré par une rafale de 200 impulsions à 3,52 GHz et à une fluence de  $F_{th2}$  présente une profondeur de 1,6  $\mu\text{m}$ , très proche de celui de la rafale de 50 impulsions à 0,88 GHz, ces deux configurations donnant la même longueur  $l_h$ .

En résumé, les premières impulsions de la rafale ne contribuent pas directement à l'enlèvement de matière, au contraire elles provoquent une montée en température progressive, une fusion, une nouvelle montée en température, puis la vaporisation, qui, elle, donne l'ablation de matière liquide. Il apparaît que dans ce régime particulier, une cadence de répétition des impulsions  $\nu_p$  proche du GHz est optimale pour l'ablation. En effet, pour des cadences plus faibles, la chaleur peut se dissiper dans l'échantillon entre deux impulsions successives, réduisant ainsi la température de la surface et donc de l'efficacité d'ablation [1, 54]. Ici, le régime d'ablation optimal est atteint quand l'épaisseur de la couche chauffée en surface entre deux impulsions est comparable à celle de la couche ablatée par une impulsion. Pour des cadences très élevées, de l'ordre de la centaine de GHz, l'efficacité d'ablation décroît car l'énergie n'est pas transmise au réseau sur d'aussi courtes échelles de temps [59, 89].

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le dispositif et le protocole expérimental utilisés afin de mener des essais de perçage par rafales GHz d'impulsions femtosecondes ont été présentés. Les résultats de ces essais ont permis de confirmer que ce procédé permettait un gain significatif en efficacité comparé à l'usinage mono-impulsion

femtoseconde classique et de mettre en évidence les paramètres laser favorisant cet effet, notamment la durée totale de la rafale. Nous avons alors proposé un mécanisme d'ablation pour le procédé GHz permettant de rendre compte des observations expérimentales et en accord avec les connaissances établies sur les procédés d'ablation laser.

Ce travail présente aussi des limites qu'il convient de rappeler. En premier lieu, les configurations lasers utilisées pour mener ces essais ont permis une étude de l'influence des paramètres laser mais pas de manière systématique. Il reste donc à savoir dans quelles mesures les influences que nous avons décelées sont valides, et dans quelle plage de paramètres (durée de la rafale, cadence intrarafale notamment). Cette première limite est liée à la deuxième : les limites de la source laser en termes de stabilité et de puissance moyenne disponible. Enfin, ces essais n'ont pas étudié la qualité obtenue avec ce type de procédé. Celle-ci constitue pourtant un aspect important de l'usinage femtoseconde et de nombreux doutes sur ce point ont existé dans la communauté scientifique. La question revenant régulièrement étant de savoir si le gain en efficacité obtenu avec les rafales GHz ne l'était pas au détriment de la qualité d'usinage. Par ailleurs, les travaux de Matsumoto et al. [16] ont semblé montrer que cela était probable. Leur étude de l'ablation par rafales GHz concluait que s'il existait bien un gain en efficacité dans le cas du perçage, ce n'était plus le cas pour la gravure de lignes ou le surfacage à cause de coulées de matière liquide.

Il était donc nécessaire de mener de nouveaux essais afin d'étendre les connaissances sur le procédé d'ablation GHz. Ceux-ci seront présentés dans le chapitre suivant.

# Chapitre 4

## Étude systématique de l’ablation laser par rafales GHz

### 4.1 Motivations

Les limites de notre étude du procédé d’ablation par rafales GHz d’impulsions femtosecondes, présentées en conclusion du précédent chapitre, ont menées à la réalisation d’une seconde campagne d’expériences d’usinage. Le premier objectif était d’étendre notre étude à des procédés d’ablation autres que le perçage de cratères : la gravure de lignes et le perçage de cavités. En effet, si le perçage de cratères permettait de se comparer directement aux résultats publiés [1, 79], il était important d’étudier des procédés d’usinage plus proches de ceux utilisés dans l’industrie du micro-usinage. Et ce d’autant plus que certains résultats d’autres groupes ont montré que l’ablation par rafales GHz perdait son intérêt en terme d’efficacité dans ces procédés d’ablation [16]. De plus, le perçage de cavités est un procédé d’usinage très souvent utilisé pour étudier l’efficacité d’ablation [43, 55, 90]. Travailler dans ces conditions expérimentales permettra donc une comparaison des résultats obtenus avec un grand nombre de travaux.

Une autre motivation pour cette étude était de travailler avec un plus grand nombre de configurations laser différentes afin de s’assurer de la validité des conclusions tirées de nos premiers résultats, et notamment concernant l’influence de la durée des rafales en travaillant avec des rafales plus longues que précédemment. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les rafales GHz les plus longues présentent une efficacité d’ablation plus importante et un seuil d’ablation plus élevé (en terme de fluence par rafale). Pour dépasser ce seuil d’ablation avec des rafales plus longues, une puissance moyenne plus importante sera donc nécessaire. Par ailleurs, l’étude de l’ablation par rafales GHz avec des puissances moyennes importantes présente en soit un second intérêt puisque nous avons vu dans la partie 1.4.2 que le maintien de l’efficacité d’ablation et de la qualité de l’usinage en augmentant la puissance moyenne ne se faisait pas sans difficultés.

Enfin, cette nouvelle étude ajoutera à la précédente une étude détaillée de la

qualité d’usinage (nous verrons par la suite comment la quantifier) et de l’influence des paramètres laser sur cette qualité. Il s’agira ici d’étudier dans quelle mesure la haute efficacité du procédé d’ablation GHz est compatible avec une qualité d’usinage attendue d’un procédé d’ablation par impulsions femtosecondes.

Dans ce chapitre, je vais tout d’abord présenter le dispositif expérimental mis en place avec une source laser présentée dans le chapitre 2. Suivront ensuite les résultats obtenus puis les différentes conclusions que nous pouvons en tirer, en les confrontant avec les autres travaux existant. Les travaux présentés dans ce chapitre ont été publiés dans l’article suivant [91].

## 4.2 Description des expériences

### 4.2.1 Source laser et montage expérimental

Les expériences d’usinage présentées dans ce chapitre ont été menées sur le même poste que les précédentes (voir partie 3.2.1). La source laser utilisée est constituée de l’oscillateur GHz délivrant des impulsions à une longueur d’onde de 1033 nm présentée en partie 2.2.2 et de la source d’amplification hybride fibre-cristal présentée en partie 2.4. La cadence inter-rafale  $\nu_{PP}$  est fixée à 100 kHz, ce qui correspond à une énergie maximale par rafale de 1,0 mJ pour une puissance moyenne de 100 W. Le laser est introduit dans un dispositif expérimental identique à celui présenté en partie 3.2.1 (figure 3.1). Cependant, nous n’avons plus utilisé la lame demi-onde suivi d’un cube polariseur pour régler la puissance moyenne envoyée sur la cible mais l’efficacité de diffraction du modulateur externe de la source laser (réglable sur le logiciel de pilotage du laser). La lame demi-onde est réglée de manière à envoyer toute la puissance moyenne en sortie de la source laser vers la cible. La seconde différence avec le montage de la première campagne d’expériences concerne la taille du faisceau sur l’échantillon, après la lentille de focalisation. Le duo de lentilles du télescope afocal a été choisi différemment, afin d’atteindre un diamètre de faisceau à  $1/e^2$  au point focal de 38,3  $\mu\text{m}$  pour les expériences à une cadence intra-rafale  $\nu_p$  de 0,88 GHz et de 39,5  $\mu\text{m}$  pour celles à 1,76 et 3,52 GHz. Toutes les autres parties du montage sont identiques à celles du montage présenté en partie 3.2.1.

### 4.2.2 Protocole expérimental

Les quatre matériaux étudiés sont les mêmes que pour la première campagne d’expériences : le Cuivre, l’Aluminium, l’acier 316L et le Silicium (échantillons de 500  $\mu\text{m}$  d’épaisseur, du fournisseur Goodfellow). Trois différents procédés d’usinage, présentés en figure 4.1, ont été réalisés dans le cadre de cette étude : le perçage mono-coup de cratères, la gravure de lignes et le perçage de cavités. Pour l’ablation de lignes, huit niveaux de vitesse de balayage du scanner ont été considérés : 0,1, 0,25, 0,50, 1,0, 2,0, 3,0, 4,0 et 5,0 m/s. Ces différentes vitesses



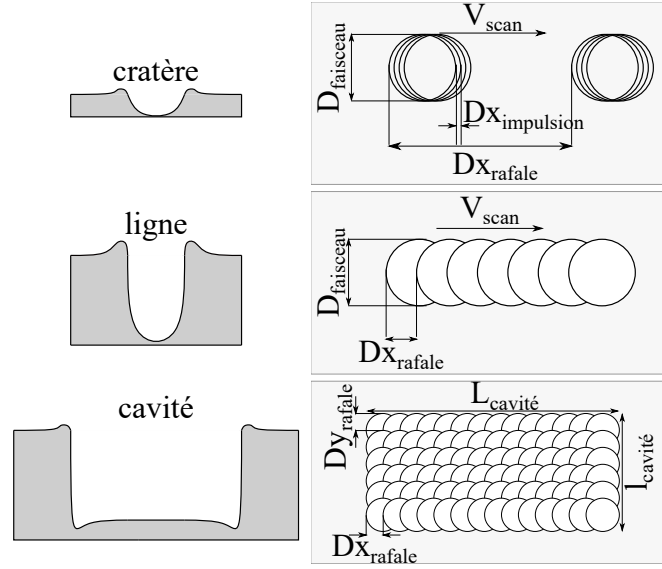


FIGURE 4.1 – Schéma des différents procédés d’usinage.

TABLE 4.1 – Configurations lasers dans lesquelles ont été mené les essais de la seconde campagne d’expériences.

$\nu_p$	0,88 GHz			1,76 GHz			3,52 GHz		
$N_{ppb}$	50	200	400	100	400	1600	200	800	3200
$\tau_b$ (ns)	57	228	912	57	228	912	57	228	912

correspondent à des valeurs de recouvrement spatial de rafale à rafale de 97,4 % à 0% (ce dernier cas correspondant à des cratères disjoints, ce sont les perçages mono-coup, comparables à la première campagne d’expériences). Pour chacune des configurations laser, nous avons réalisé des lignes de 2,5 mm avec un passage et trente passages successifs. La zone utile des lignes correspond aux 0,5 mm centraux, le reste étant réservé à la zone d’accélération du scanner (0,85 mm à une vitesse de 5,0 m/s). Les cavités sont obtenues en réalisant des séries de lignes en conservant le même recouvrement suivant les axes X et Y (surface de l’échantillon), fixé à 48 % (vitesse de balayage de 2,0 m/s). Ces cavités présentent une surface de (2 x 1) mm<sup>2</sup> et ont été réalisées avec deux nombres de passages : un et quinze. Pour chacune des configurations et pour chacun des procédés, dix niveaux de fluences ont été appliqués, de 8 à 81 J/cm<sup>2</sup>.

Pour ce qui concerne les rafales GHz, neuf configurations différentes ont été étudiées : celles-ci sont données dans le tableau 4.1, avec  $\nu_p$  la cadence intra-rafale,  $N_{ppb}$  le nombre d’impulsions par rafale et  $\tau_b$  la durée totale de la rafale. Ces configurations regroupent trois cadences intra-rafale combinées avec différents nombres d’impulsions par rafale afin d’obtenir des rafales de trois durées différentes. Par exemple, les configurations suivantes, ( $\nu_p = 0,88$  GHz ;  $N_{ppb} = 800$  impulsions), ( $\nu_p$

= 1,76 GHz ;  $N_{ppb} = 1600$  impulsions) et ( $\nu_p = 3,52$  GHz ;  $N_{ppb} = 3200$  impulsions), présentent la même durée totale  $\tau_b = 912$  ns.

Les volumes de matière ablatée dans le cas du perçage de cratères ont été mesurés de la même façon que pour la première campagne d'expériences (partie 3.2.2). Dans le cas des lignes, leur profil a été mesuré avec le même profilomètre que précédemment (Leica DCM 3D, objectif x50). Le profil en trois dimensions est ensuite divisé en une série de sections (deux dimensions) pour lesquelles la profondeur et la largeur de la ligne, la section ablatée (en dessous de  $z=0$ ) et la section de matière redéposée (au-dessus de  $z=0$ ) sont mesurées. Les caractéristiques des lignes ablatées sont déduites de ces mesures en faisant la moyenne des sections le long de la ligne, et le débit d'ablation spécifique en  $\text{mm}^3/\text{mn}/\text{W}$  est calculé. Pour les lignes les plus profondes, seuls un faible nombre de points a pu être mesuré par le profilomètre optique, ce qui rend impossible une détermination fiable des caractéristiques de la ligne. Ces mesures ont donc été rejetées. La précision maximale pour la mesure de la position en  $z$  de chaque point est de  $0,2 \mu\text{m}$  et la précision avec laquelle nous pouvons déterminer la position du plan  $z=0$  est limitée par la rugosité  $S_a$  (hauteur arithmétique moyenne) initiale de l'échantillon. Une incertitude de +/- ( $0,2 \mu\text{m} + \text{rugosité } S_a$ ) sur la position en  $z$  de chaque point mesuré a donc été considérée dans la mesure des cratères et des lignes.

Pour l'analyse des cavités, le même profilomètre est utilisé pour mesurer la rugosité de la surface du fond de chaque cavité (rugosité  $S_a$ ). Les rugosités  $S_a$  des échantillons avant usinage étaient respectivement de  $0,15 \mu\text{m}$  pour le Silicium,  $0,35 \mu\text{m}$  pour le Cuivre,  $0,33 \mu\text{m}$  pour l'Aluminium et  $0,54 \mu\text{m}$  pour l'acier. Des mesures complémentaires des surfaces de fond de cavité ont été faites avec un microscope électronique à balayage (MEB) Phenom ProX. La profondeur des cavités est mesurée avec un microscope Mitutoyo MF-B1010D (objectif x20) afin de calculer le débit d'ablation spécifique. Suivant les spécifications de ce microscope, une incertitude de +/-  $5,0 \mu\text{m}$  a été considérée sur la mesure de la profondeur.

De la même façon que dans le chapitre précédent, la présentation des résultats suivra un même code visuel dans ce chapitre afin de différencier les différentes configurations laser. Les couleurs représenteront la durée totale de la rafale : bleu, vert et rouge respectivement pour des durées de 57, 228 et 912 ns. Les cadences intra-rafales seront représentées par le même symbole que précédemment : triangle, rond et carré respectivement pour des cadences intra-rafales de 0,88, 1,76 et 3,52 GHz. Les incertitudes de mesure sont représentées par les barres d'erreur.

## 4.3 Résultats

### 4.3.1 Efficacité d'ablation

En premier lieu, je vais présenter une comparaison des efficacités d'ablation obtenues pour les procédés d'ablation de cratères, de lignes et de cavités. Les débits

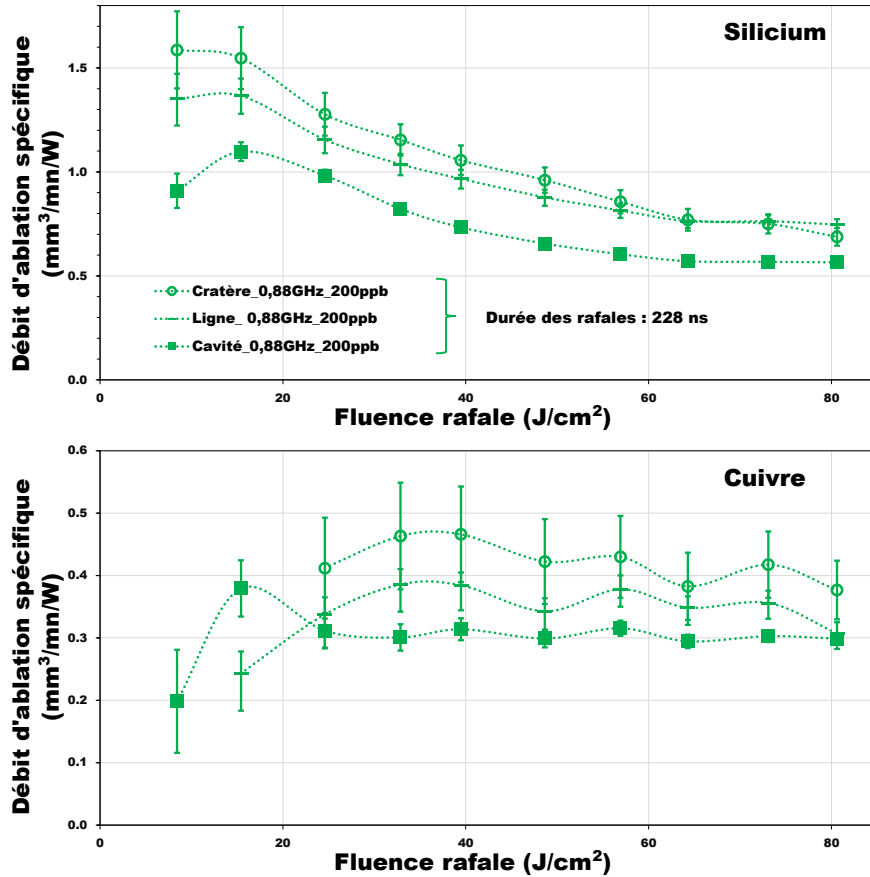


FIGURE 4.2 – Débits d’ablation spécifique pour le Silicium et le Cuivre en fonction de la fluence obtenus avec des rafales de 200 impulsions à 0,88 GHz pour l’ablation de cratères (cercles creux), de lignes (lignes) et de cavités (carrés). Les lignes en pointillés sont un guide visuel.

d’ablation spécifique pour différentes fluences totales de rafale  $F_b$  sont donnés en figure 4.2 pour le Silicium et le Cuivre, dans le cas d’une cadence intra-rafale de 0,88 GHz et de 200 impulsions par rafale ( $\tau_b = 228$  ns). Le recouvrement spatial est ici fixé à 48 % pour les ablations de cavités et de lignes. La figure 4.2 montre que les débits d’ablation spécifiques sont les plus importants pour l’ablation de cratères (cercles), dépassant ceux obtenus pour l’ablation de lignes (représenté par des lignes sur la figure) tandis que ceux de l’ablation de cavités (carrés) sont les plus faibles.

Afin d’étudier l’influence des paramètres des rafales GHz sur le débit d’ablation, nous avons exploré les différentes configurations laser (tableau 4.1) pour le perçage de cavités avec un nombre de passages fixé à 15 et un recouvrement spatial de 48 % suivant les deux axes. Les résultats obtenus sont présentés en figure 4.3 pour le Silicium, le Cuivre, l’Aluminium et l’acier 316L (en suivant le

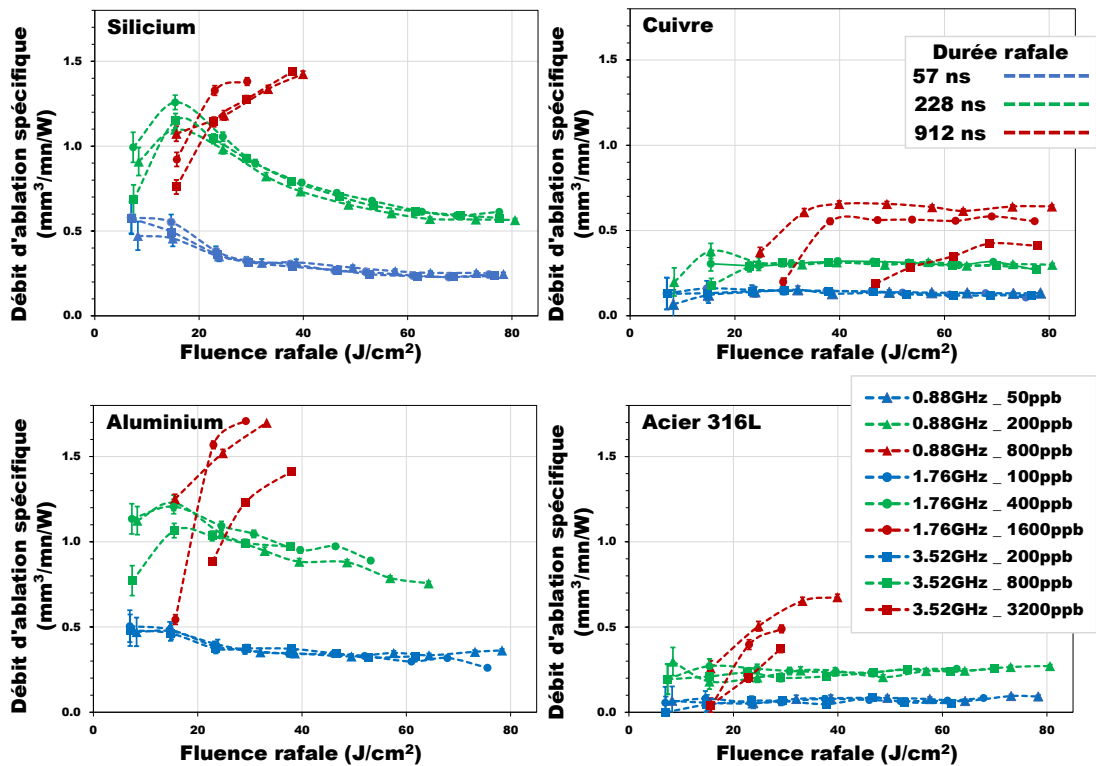


FIGURE 4.3 – Débits d’ablation spécifique en fonction de la fluence des rafales obtenus avec différentes rafales GHz en perçant des cavités en 15 passages dans du Silicium, du Cuivre, de l’Aluminium et de l’acier 316L. Les lignes en pointillés sont un guide visuel.

code couleur présenté dans la partie précédente). Pour une cadence intra-rafale fixe, le débit d’ablation spécifique augmente avec le nombre d’impulsions par rafale (pour une cadence de 3,52 GHz, c’est le cas uniquement pour les fluences supérieures à 30 J/cm<sup>2</sup> pour le Silicium, l’Aluminium et l’acier et pour celles supérieures à 60 J/cm<sup>2</sup> pour le Cuivre). À l’opposé, quand le nombre d’impulsions par rafale est fixe et que la cadence intra-rafale varie (par exemple 200 impulsions par rafale à 0,88 GHz et 3,52 GHz), les plus hauts débits d’ablation spécifique sont obtenus pour les plus faibles cadences intra-rafale. Une comparaison de différentes configurations laser caractérisées par une durée de rafale fixe (les courbes de même couleur sur la figure 4.3) montre que des débits d’ablation spécifique similaires sont atteints pour des cadences intra-rafale de 0,88 et 1,76 GHz. Pour une cadence de 3,52 GHz, le comportement est légèrement différent : la rafale comptant 3200 impulsions présente une tendance différente de celle des rafales de même durée à plus faible cadence intra-rafale (notamment pour le Cuivre et l’Aluminium). Pour les durées de rafale plus faibles (57 et 228 ns), cette différence n’est néanmoins pas notable. Dans la suite de ce chapitre, les légères différences

TABLE 4.2 – Débits d’ablation spécifique maximal  $\text{Eff}$  (en  $\text{mm}^3/\text{mn}/\text{W}$ ) et fluence de rafale correspondante  $F_{opt}$  (en  $\text{J}/\text{cm}^2$ ) obtenus pour le Silicium dans chaque configuration laser.

Paramètres laser			Silicium					
			Cratères		Lignes		Cavités	
$\nu_p$ (GHz)	$N_{ppb}$	$\tau_b$ (ns)	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$
0,88	50	57	0,84	8,3	0,66	8,3	0,47	8,3
1,76	100	57	0,84	7,0	0,74	7,0	0,58	7,0
3,52	200	57	0,82	7,1	0,76	7,1	0,57	7,1
0,88	200	228	1,59	8,4	1,37	15,4	1,10	15,4
1,76	400	228	1,70	15,4	1,54	15,4	1,26	15,4
3,52	800	228	1,60	15,5	1,47	15,5	1,15	15,5
0,88	800	912	2,41	33,2	2,03	80,3	1,42	39,9
1,76	1600	912	2,67	38,2	2,29	38,2	1,38	29,2
3,52	3200	912	2,43	38,0	2,24	38,0	1,44	38,0

observées ici pour les quatre matériaux ne seront pas discutés ; l’accent sera mis sur les tendances générales qui sont les mêmes pour les quatre matériaux étudiés.

Les influences de la cadence intra-rafale, du nombre d’impulsions par rafale et le procédé d’usinage lui-même (ablation de cratères, lignes et cavités) sur le débit d’ablation spécifique sont résumées dans les tableaux 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5. On trouvera dans ces tableaux les débits d’ablation spécifique maximaux obtenus pour chacune des configurations laser testées, pour chaque matériau, accompagnés de la fluence de rafale optimale  $F_{opt}$  pour laquelle ce résultat a été obtenu.

Il est à noter que dans les travaux présentés dans le chapitre précédent et dans l’article suivant [81], nous avons mesuré un débit spécifique d’ablation maximal de  $2,5 \text{ mm}^3/\text{mn}/\text{W}$  pour l’ablation de cratères dans le Silicium avec une rafale de 200 impulsions à une cadence de 0,88 GHz. Dans la figure 4.2, pour la même expérience, le débit d’ablation spécifique maximal n’est que de  $1,6 \text{ mm}^3/\text{mn}/\text{W}$ , 37 % plus faible que dans [81]. La même méthode a été utilisée pour calculer le débit d’ablation spécifique dans les deux expériences. La principale différence entre les deux protocoles expérimentaux était la taille du faisceau sur cible :  $24 \mu\text{m}$  dans [81] et  $38,3 \mu\text{m}$  ici. Il est probable que cette différence explique la réduction du débit d’ablation spécifique. En effet, une importante influence de la taille du faisceau sur le débit d’ablation a déjà été reportée pour des diamètres de faisceau inférieurs à  $80 \mu\text{m}$  [92, 93, 94]. Ce phénomène s’explique par la forte absorption du faisceau incident du fait d’un écrantage plus important pour des faisceaux plus larges. Une autre différence entre les deux expériences porte sur la distribution de l’énergie de la rafale parmi ses impulsions. Ici, la source laser permet une meilleure homogénéisation de l’énergie des impulsions (voir partie 2.4) du fait de la pré-compensation, ce qui n’était pas le cas avec la précédente source laser

TABLE 4.3 – Débits d’ablation spécifique maximal Eff (en mm<sup>3</sup>/mn/W) et fluence de rafale correspondante  $F_{opt}$  (en J/cm<sup>2</sup>) obtenus pour le Cuivre dans chaque configuration laser.

Paramètres laser			Cuivre					
			Cratères		Lignes		Cavités	
$\nu_p$ (GHz)	$N_{ppb}$	$\tau_b$ (ns)	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$
0,88	50	57	0,22	38,6	0,19	23,8-38,5	0,15	32,0
1,76	100	57	0,21	29,1	0,20	23,8	0,16	14,7
3,52	200	57	0,24	23,5	0,19	23,5-29,5	0,15	29,5
0,88	200	228	0,47	32,9	0,39	32,8	0,38	15,4
1,76	400	228	0,35	30,8	0,40	24,5	0,32	39,7-46,4
3,52	800	228	0,45	61,5	0,41	61,5	0,31	29,1-53,4
0,88	800	912	0,87	57,7	0,60	80,3	0,66	39,9-49,0
1,76	1600	912	0,71	53,8	0,74	53,8	0,58	69,0
3,52	3200	912	0,94	77,8	0,66	68,7	0,42	68,7

TABLE 4.4 – Débits d’ablation spécifique maximal Eff (en mm<sup>3</sup>/mn/W) et fluence de rafale correspondante  $F_{opt}$  (en J/cm<sup>2</sup>) obtenus pour l’Aluminium dans chaque configuration laser.

Paramètres laser			Aluminium					
			Cratères		Lignes		Cavités	
$\nu_p$ (GHz)	$N_{ppb}$	$\tau_b$ (ns)	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$
0,88	50	57	0,86	8,3	0,66	8,3	0,47	8,3-15,0
1,76	100	57	1,05	7,0	0,72	7,2	0,51	7,0
3,52	200	57	1,05	7,1	0,73	7,1	0,48	7,1
0,88	200	228	1,66	15,4	1,44	15,4	1,23	15,4
1,76	400	228	1,86	7,4	1,59	15,4	1,21	15,4
3,52	800	228	1,84	15,5	1,60	15,5	1,07	15,5
0,88	800	912	2,71	39,9	1,93	33,1	1,70	33,2
1,76	1600	912	2,93	29,2	1,82	23,0	1,71	29,2
3,52	3200	912	2,82	38,0	2,01	29,1	1,41	38,0

TABLE 4.5 – Débits d’ablation spécifique maximal Eff (en mm<sup>3</sup>/mn/W) et fluence de rafale correspondante  $F_{opt}$  (en J/cm<sup>2</sup>) obtenus pour l’acier 316L dans chaque configuration laser.

Paramètres laser			Acier 316L					
			Cratères		Lignes		Cavités	
$\nu_p$ (GHz)	$N_{ppb}$	$\tau_b$ (ns)	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$	Eff	$F_{opt}$
0,88	50	57	0,28	15,0	0,15	49,3	0,10	73,2
1,76	100	57	0,34	7,0	0,22	23,8	0,08	67,9
3,52	200	57	0,40	7,1	0,18	37,9	0,09	46,6
0,88	200	228	0,55	24,6	0,48	24,5	0,30	8,4
1,76	400	228	0,75	7,4	0,61	15,4	0,27	15,4
3,52	800	228	0,62	7,4	0,59	15,5	0,25	70,0
0,88	800	912	1,09	39,9	0,98	48,9	0,67	39,9
1,76	1600	912	0,98	23,0	1,05	29,2	0,49	29,2
3,52	3200	912	0,88	22,9	1,04	61,7	0,37	29,1

(partie 2.3). L’éventuelle influence de cette égalisation de l’énergie des impulsions dans la rafale n’a cependant pas été étudiée ici.

### 4.3.2 Qualité d’usinage : gravure de lignes

Nous avons évoqué le fait qu’avec les rafales GHz, l’augmentation de l’efficacité d’ablation de l’usinage pouvait mener à une dégradation de la qualité [16]. Le premier procédé que nous allons étudier est l’ablation de lignes (pertinent pour les procédés de gravure et de découpe par laser) afin de quantifier la qualité d’usinage et l’influence des paramètres laser. Ici, le principal effet menant à la dégradation de la qualité est la redéposition de matière autour de la tranchée. Nous avons fait ici le choix d’évaluer la qualité de chaque ligne en lui assignant un facteur de qualité Q, défini comme suit :  $Q = 1 - (\text{section moyenne de matière redéposée}) / (\text{section moyenne de matière ablatée})$ . Une valeur proche de 1 indique une haute qualité d’usinage, quand l’entièreté de la matière retirée de la tranchée est vaporisée et non redéposée autour d’elle. Dans ce cas, il n’y a pas de bavure autour de la ligne ablatée.

La figure 4.4 présente les résultats de gravure de lignes dans le Silicium pour des rafales comptant 100, 400 et 1600 impulsions à une cadence intra-rafale fixe de 1,76 GHz. Les quatre graphiques présentent la section moyenne de matière ablatée (a), la section moyenne de matière redéposée (b), le débit d’ablation spécifique (c) et le facteur de qualité Q (d) pour différentes fluences. Le code couleur est le même que pour les précédents graphiques.

Le graphique (c), présentant le débit d’ablation spécifique en fonction de la fluence, indique que, comme vu précédemment dans le cas du perçage de cavités,

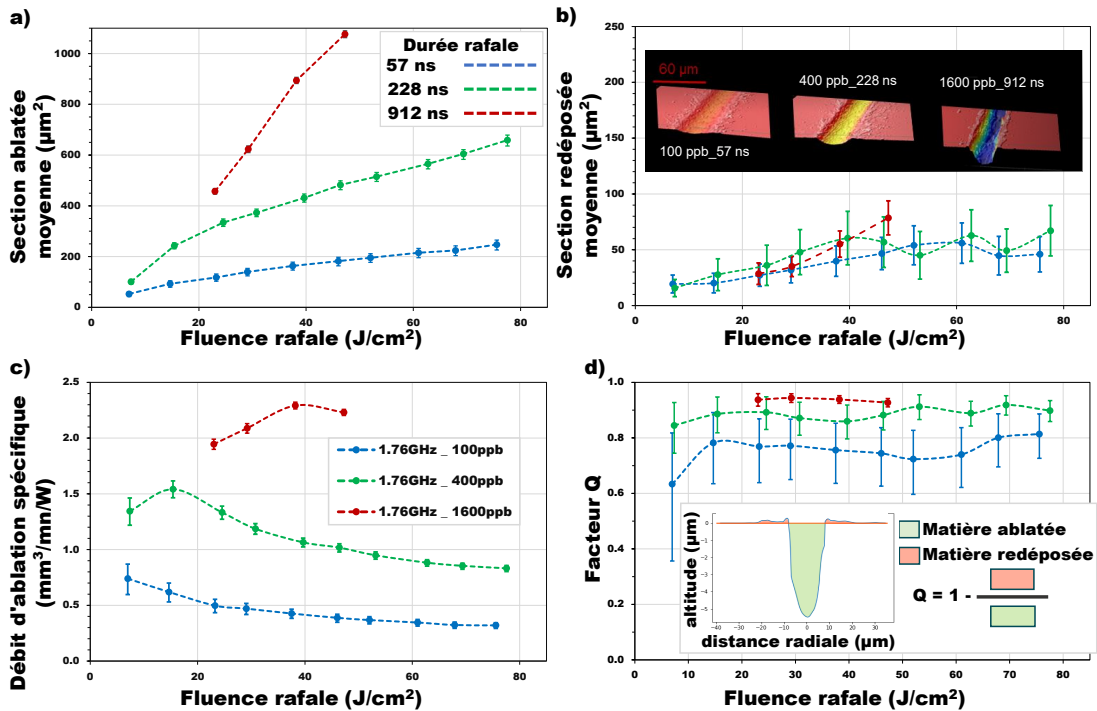


FIGURE 4.4 – Résultats obtenus par ablation de lignes dans le Silicium avec des rafales d'impulsions à une cadence intra-rafale de 1,76 GHz : section moyenne de matière ablatée (a), section moyenne de matière redéposée (b), débit d'ablation spécifique (c) et facteur de qualité Q (d) en fonction de la fluence totale de la rafale. L'encart dans le graphique (b) présente les profils des lignes pour les trois configurations à une fluence proche de  $40 \text{ J}/\text{cm}^2$ .



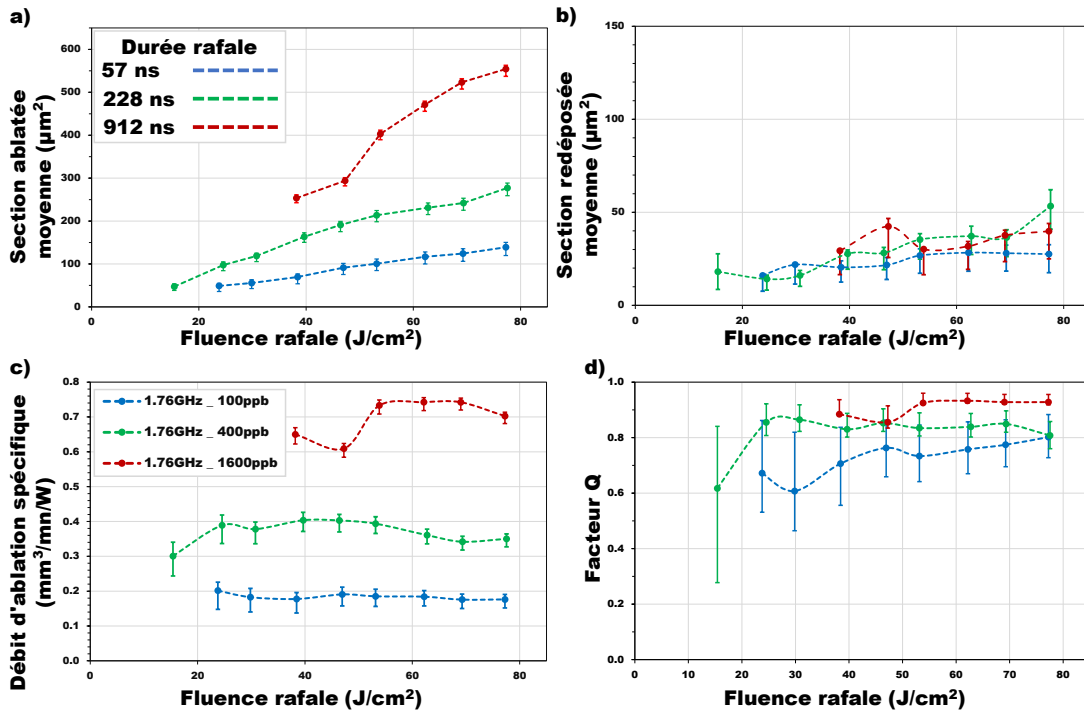


FIGURE 4.5 – Résultats obtenus par ablation de lignes dans le Cuivre avec des rafales d’impulsions à une cadence intra-rafale de 1,76 GHz : section moyenne de matière ablatée (a), section moyenne de matière redéposée (b), débit d’ablation spécifique (c) et facteur de qualité Q (d) en fonction de la fluence totale de la rafale.

les plus hautes efficacités d’ablation sont atteintes avec les rafales les plus longues. Les courbes du facteur Q dans le graphique (d) présentent les mêmes tendances pour les trois différentes durées de rafale. Les rafales les plus longues présentent les facteurs Q les plus importants. Dans les champs des fluences testées, entre 7 et 83  $\text{J}/\text{cm}^2$  pour les rafales de 100 et 400 impulsions et entre 23 et 47  $\text{J}/\text{cm}^2$  pour la rafale de 1600 impulsions, le facteur Q demeure presque constant. On peut en déduire que pour la gravure de lignes, l’efficacité et la qualité d’ablation peuvent être contrôlées sur une grande plage de fluences (correspondant à des puissances moyennes jusqu’à 95 W) en ajustant la durée de la rafale. Les mêmes observations peuvent être faites à partir des résultats obtenus avec le Cuivre (figure 4.5).

### 4.3.3 Qualité de surface : perçage de cavités

Afin d’étudier la qualité de surface obtenu en perçant des cavités, nous avons mesuré le fond des cavités avec un profilomètre et calculé la rugosité de cette surface comme étant la hauteur arithmétique moyenne (rugosité Sa). L’évolution de cette rugosité avec la fluence pour le Silicium, le Cuivre, l’Aluminium

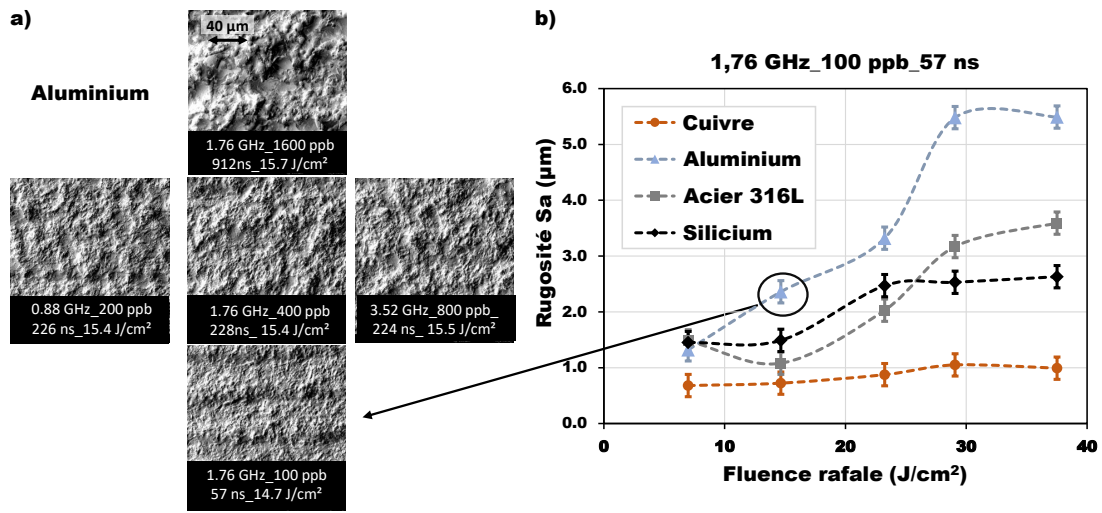


FIGURE 4.6 – Clichés MEB du fond des cavités usinées dans les échantillons d'Aluminium pour cinq différentes configurations de rafale : 0,88 GHz et 200 impulsions, 1,76 GHz et 100, 400 et 1600 impulsions et 3,52 GHz et 800 impulsions, à une fluence proche de 15 J/cm<sup>2</sup> (a). Graphique de la rugosité Sa de la surface de fond des cavités en fonction de la fluence des rafales pour le Silicium, le Cuivre, l'Aluminium et l'acier 316L (b). Les paramètres de la rafale sont ici une cadence intra-rafale de 1,76 GHz et 100 impulsions par rafale (durée totale de 57 ns).

et l'acier (pour des rafales de 100 impulsions à une cadence intra-rafale de 1,76 GHz) est présentée en figure 4.6.b. Une mesure complémentaire de ces surfaces a été faite avec un microscope électronique à balayage (MEB). Les images obtenues sont présentées en figure 4.6.a pour les échantillons d'Aluminium, pour lesquels les rugosités sont les plus importantes, dans cinq configurations laser différentes (fluences proches de 15 J/cm<sup>2</sup>). Les mêmes clichés MEB pour le Cuivre, cette fois à une fluence proche de 38 J/cm<sup>2</sup>, sont présentés en figures 4.7 (ces clichés ont été pris avec un autre MEB, modèle VEGA3 de l'entreprise TESCAN).

Une comparaison des images MEB indique une rugosité des surfaces qui augmente avec la durée des rafales alors que les cavités obtenues avec les rafales de même durée présentent des états de surface similaires. Dans le cas du Cuivre, la dégradation de l'état de surface est cependant plus marquée avec les cadences les plus importantes. Il apparaît donc que si l'augmentation de la durée permet une hausse du débit d'ablation, elle entraîne par ailleurs une détérioration de la qualité de surface usinée. Comme présenté en figure 4.6.b, la rugosité des surfaces augmente de manière significative avec la fluence, notamment pour l'Aluminium (d'une rugosité Sa de 1,32 μm à une fluence de 7,0 J/cm<sup>2</sup> jusqu'à 5,49 μm à 37,5 J/cm<sup>2</sup>).

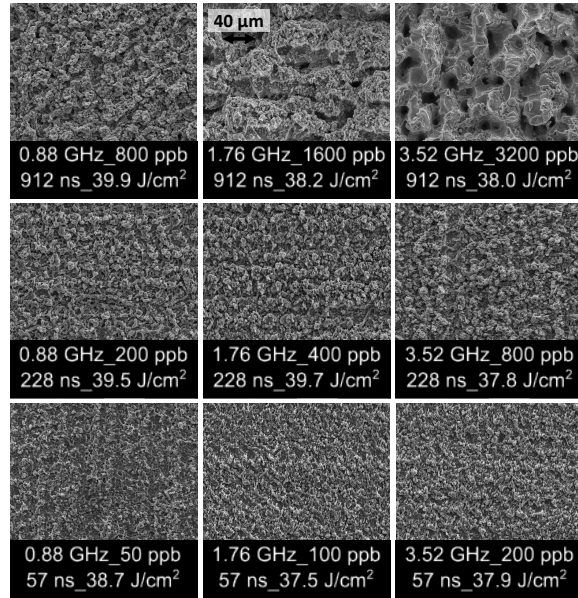


FIGURE 4.7 – Clichés MEB du fond des cavités usinées dans les échantillons de Cuivre pour neuf différentes configurations de rafale (cadences intra-rafale de 0,88, 1.76 et 3.52 GHz, durée de rafale de 57, 228 et 912 ns) à une fluence proche de 38 J/cm<sup>2</sup>.

#### 4.3.4 Influence du recouvrement spatial

Jusqu'ici, les résultats d'usinage par rafales GHz présentés ont été obtenus avec un recouvrement spatial fixe de 48 % (gravure de lignes et perçage de cavités). Cette valeur est différente de celles habituellement recommandées dans l'usinage par impulsions femtosecondes uniques, proche de 70 % pour l'acier par exemple [41]. Cette valeur a été choisie délibérément afin d'être en mesure d'étudier une plus grande plage de fluences. En effet, pour de hautes fluences, l'usinage avec un recouvrement supérieur à 70 % entraîne un effondrement de la zone usinée par de la matière fondue, notamment pour les rafales de longue durée, ce qui rend la mesure du volume ablaté impossible. Il convient donc de vérifier ici l'influence du recouvrement spatial sur le débit d'ablation et la qualité d'usinage.

La figure 4.8 contient les graphiques du débit d'ablation spécifique (a) et du facteur de qualité Q (b) en fonction de la fluence pour différents recouvrements spatiaux (48, 73, 87 et 94 %). Toutes ces données correspondent à une gravure de ligne en un passage dans le Cuivre, avec une rafale de 50 impulsions à 0,88 GHz de cadence intra-rafale. Il apparaît que la variation du recouvrement spatial présente une influence modérée sur l'efficacité d'ablation (variation maximal de 22 % à 23,8 J/cm<sup>2</sup> comparée aux paramètres laser comme la durée de rafale  $\tau_b$ ). La même constatation peut-être faite concernant l'évolution du facteur Q avec le recouvrement spatial.

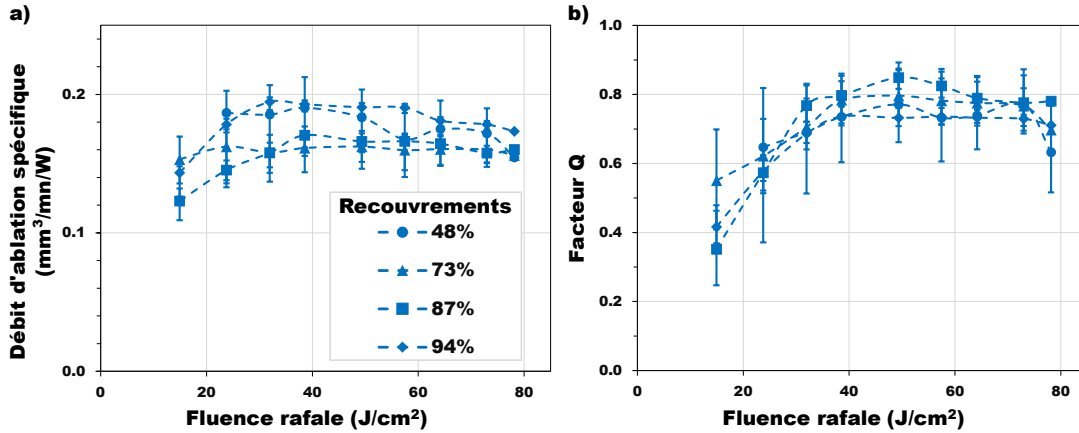


FIGURE 4.8 – Débits d’ablation spécifique obtenus en gravure de lignes dans le Cuivre avec des rafales de 50 impulsions à une cadence de 0,88 GHz (a). Les quatre courbes présentent les débits d’ablation pour quatre recouvrements spatiaux différents en fonction de la fluence. Facteur de qualité Q en fonction de la fluence pour les mêmes conditions expérimentales (b).

## 4.4 Discussion

### 4.4.1 Recouvrement spatial et accumulation thermique

L’influence limitée du recouvrement spatial sur l’efficacité d’ablation pour les courtes rafales d’impulsions et le fait que les gravures se remplissent de matière liquide pour les longues rafales avec un recouvrement spatial important peuvent être interprétés comme le résultat d’une accumulation thermique qui se déroule différemment lors des usinages par rafales GHz et par impulsions uniques. Dans le régime d’ablation mono-impulsion classique, une variation du recouvrement spatial permet de provoquer ou non une accumulation thermique dans le matériau, et ce dépendant de la cadence de répétition des impulsions [41, 46, 47]. Lorsque le recouvrement est trop faible, il n’y a pas d’accumulation thermique ; un recouvrement intermédiaire permet de bénéficier de l’accumulation thermique qui augmente le débit d’ablation ; et les effets thermiques dommageables apparaissent avec un recouvrement spatial élevé (bain fondu non-contrôlé, bavures). Dans le régime d’ablation par rafales GHz, l’accumulation thermique a déjà lieu pendant la rafale et augmente avec sa durée [44], ce qui limite l’effet du recouvrement spatial sur l’accumulation thermique pour des rafales courtes (et donc sur le débit d’ablation), mais rend critique l’utilisation de recouvrements élevés avec de longues rafales. Par conséquent, l’utilisation d’un recouvrement spatial plus faible que pour l’usinage mono-impulsion devrait être privilégiée pour l’usinage par rafales GHz (proche de 50 % plutôt que de 70 %).

#### 4.4.2 Durée de rafale, efficacité et qualité d'usinage GHz

Les résultats présentés dans la partie précédente permettent de conclure que le paramètre le plus pertinent dans l'étude de l'efficacité d'ablation obtenue dans le régime d'ablation par rafales GHz est la durée des rafales  $\tau_b$ . Cela confirme ce qui avait été observé lors des précédentes expériences (chapitre 3). Pour toutes les cadences intra-rafales testées ici (0,88, 1,76 et 3,52 GHz), les rafales de 228 ns ont montré un débit d'ablation spécifique maximal jusqu'à deux fois plus important que celui des rafales de 57 ns. Pour celles de 912 ns, nous avons observé un débit d'ablation maximal trois à quatre fois plus important. Cette observation est valide pour l'ablation de cratères, de lignes et de cavités et pour tous les matériaux qui ont été usinés. On peut donc en déduire que pour bénéficier de la haute efficacité d'ablation des rafales GHz d'impulsions femtosecondes, il est nécessaire de privilégier les rafales d'une durée suffisamment importante, comptant jusqu'à plusieurs centaines d'impulsions (selon la cadence intra-rafale). Cela rend aussi possible d'ajuster précisément le débit d'ablation avec le nombre d'impulsions par rafale  $N_{ppb}$  à une cadence  $\nu_p$  donnée [95]. Il est à noter que la plupart des expériences ont été réalisées avec des rafales dont les impulsions présentaient une fluence bien inférieure au seuil d'ablation des matériaux.

Pour ce qui concerne la qualité d'ablation obtenue en régime d'ablation GHz, il apparaît que les rafales les plus longues, présentant les plus hautes efficacités, sont aussi celles qui présentent la plus haute qualité d'ablation pour la gravure de lignes (qualité définie ici comme étant un moins le ratio entre les volumes de matière redéposée et ablatée). Néanmoins, dans toutes les configurations laser explorées, une partie de la matière ablatée est redéposée autour des lignes gravées sous la forme de bavures, ce qui est une signature des dommages thermiques. Cela met en évidence un aspect particulier de l'ablation par rafale GHz : une partie de la matière irradiée est fondue et déplacée au lieu d'être vaporisée [96, 97]. Cependant, dans le cas du perçage de cavités, les rafales les plus longues menant aux plus hautes efficacités d'ablation ont aussi présenté les surfaces les plus dégradées. Si on compare les rugosités obtenues avec celles présentées dans la littérature, celles obtenues sur le Cuivre sont similaires à celles attendues d'un usinage mono-impulsion femtoseconde [98]. Pour le Silicium, des rugosités plus faibles sont observées suite à un usinage mono-impulsion, à des fluences légèrement plus faibles [99]. Il ne semble donc pas possible, dans ces conditions, de conjuguer hautes efficacités d'ablation et faibles rugosités de surface dans le cas d'un perçage de cavités avec un procédé en une étape. Néanmoins, de récents travaux [100] ont montré que l'utilisation de rafales GHz comptant un grand nombre d'impulsions de faible énergie permet de réaliser un polissage de haute qualité, et avec une efficacité plus importante qu'avec des rafales MHz. Des résultats similaires sont présentés dans l'article suivant [101]. Comme le proposent les auteurs, un procédé d'ablation en deux étapes permettrait de s'affranchir de la dégradation de la rugosité de la surface irradiée par de longues rafales : une première étape d'ablation par rafales

TABLE 4.6 – Comparaison des débits d’ablation spécifique maximaux (en  $\text{mm}^3/\text{mn}/\text{W}$ ) atteints en perçant des cavités dans du Silicium, du Cuivre et de l’acier dans cette étude et dans différents travaux. Les valeurs sont données pour différents procédés d’usinage : par impulsions femtosecondes [90, 97] et nanosecondes [90] , par rafales MHz [90] et GHz [97].  $\tau_p$  : durée des impulsions.

	impulsions uniques				
	fs [90]	fs [97]	ns [90]		
$\tau_p$	380 fs	230 fs	175 ns		
Silicium	0,24	0,26	0,72		
Cuivre	0,18	0,19	0,40		
acier	0,24	0,29	0,20		
	rafales d’impulsions fs				
	MHz [90]	GHz [97]	GHz (chapitre 4)		
$\tau_b$	175 ns	4,6 ns	57 ns	228 ns	912 ns
Silicium	0,51	0,10	0,58	1,26	1,44
Cuivre	0,25	0,02	0,16	0,38	0,66
acier	0,15	0,02	0,10	0,30	0,67

GHz à énergie modérée puis une étape de polissage avec une même rafale GHz de faible énergie.

### 4.4.3 Intérêt de l’usinage par rafales GHz

Comme nous l’avons vu précédemment, les bénéfices de l’utilisation des rafales GHz d’impulsions femtosecondes sont largement discutés, à la fois concernant la qualité et l’efficacité obtenues en comparaison des usinages standards par impulsions femtosecondes, par rafales de plus faibles cadences (quelques dizaines de MHz) ou par impulsions nanosecondes. De récentes publications permettent une comparaison des débits d’ablation obtenus avec ces différentes approches. Cependant, le manque de données chiffrées sur la qualité d’ablation dans la littérature ne permet pas de conclure sur la prévalence d’une de ces approches sur les autres. Le tableau 4.6 regroupe des débits d’ablation spécifique atteints dans la littérature pour le Silicium, le Cuivre et l’acier avec quatre configurations laser différentes : usinage mono-impulsion, femtoseconde et nanoseconde, rafales MHz et rafales GHz. Tous ces résultats sont obtenus en perçant des cavités. Comparées aux impulsions femtosecondes uniques, les rafales GHz sont significativement plus efficaces uniquement pour des durées de rafales importantes. Par exemple, pour le Cuivre, les rafales de 57 ns (travaux présentés dans ce chapitre) et de 4,6 ns [97] présentent des débits d’ablation plus faibles que l’usinage femtoseconde classique [90, 97]. L’intérêt des rafales GHz n’apparaît que pour les rafales de 228 et 912 ns. Cette observation est aussi vraie en comparant les débits d’ablation des rafales

GHz à ceux des impulsions nanosecondes ou des rafales MHz : il existe un seuil de durée de rafale au-delà duquel l'usinage par rafale GHz devient plus intéressant que les autres procédés d'usinage pour augmenter le débit d'ablation.

#### 4.4.4 Mécanisme d'ablation GHz

L'utilisation d'une source laser délivrant jusqu'à 100 W de puissance moyenne a permis de travailler avec des rafales d'une fluence jusqu'à  $81 \text{ J/cm}^2$ , mais la fluence des impulsions des rafales a été maintenue à un niveau inférieur au seuil d'ablation, pour chaque matériau [25, 58, 102]. Comme cela a été montré par Povarnitsyn et al. [86, 103], et en accord avec tous les travaux publiés jusque maintenant sur l'ablation par rafales GHz, il est nécessaire d'utiliser des fluences par impulsion inférieures au seuil d'ablation pour atteindre de hauts débits d'ablation. De plus, les résultats présentés ici montrent que la fluence optimale par rafale correspond, elle aussi, à une fluence bien plus faible que le seuil d'ablation pour l'ablation par impulsions uniques. Dans le précédent chapitre, partie 3.4.3, une interprétation physique des résultats d'ablation avait été proposée sous la forme d'un mécanisme d'ablation par rafales GHz en deux étapes. Ce mécanisme permet aussi de rendre compte des résultats présentés dans ce chapitre.

Lors de la première étape, la matière est lentement chauffée par accumulation thermique [45] grâce aux premières impulsions de la rafale, sans qu'il y ait ablation, et cette augmentation de température provoque une diminution de la quantité d'énergie restant à apporter pour provoquer l'ablation (baisse apparente du seuil d'ablation [58]). Pendant la seconde étape, lorsque cette fluence d'une impulsion correspond au seuil d'ablation, toutes les impulsions suivantes ablatent de la matière précédemment chauffée et alors à l'état liquide. Cette ablation se fait de manière optimale car l'efficacité d'ablation est toujours maximale pour des fluences proches du seuil d'ablation. Il était aussi apparu des résultats précédents qu'il existait, pour l'ablation GHz, un seuil sur la fluence de la rafale (partie 3.3.2). Pour des fluences juste au-dessus de ce seuil, un cratère profond était observé, d'une profondeur correspondant à la longueur de diffusion thermique du matériau. Un processus thermique très efficace a alors lieu, les bavures toujours visibles avec l'ablation GHz en étant la signature. Lorsque la phase d'ablation ne dure pas suffisamment pour avoir lieu efficacement, à cause d'un nombre trop faible d'impulsions dans la rafale, une grande partie de l'énergie incidente est utilisée pour chauffer la matière. Il en découle d'une part une faible efficacité d'ablation et d'autre part une dégradation thermique du matériau. Avec une fluence de rafale et un nombre d'impulsions optimaux, un volume important de matière est ablaté avec un ratio du volume ablaté sur le volume redéposé compatible avec une qualité de surface acceptable, comme présenté dans la partie 4.3.2.

À l'opposé, lorsque la fluence des impulsions de la rafale est plus importante que le seuil d'ablation mono-impulsion, l'ablation débute avec la première impulsion de la rafale et la première étape de chauffage n'a pas lieu. Le processus

d'ablation est alors similaire à celui qui a lieu dans le régime d'ablation par rafales MHz, comme le montrent les résultats obtenus dans de telles conditions [97] : on cumule alors les inconvénients. Si la fluence des impulsions est inférieure au seuil d'ablation mais que le nombre d'impulsions par rafale est trop faible (ou que cette fluence est trop faible), seul un faible nombre d'impulsions contribue à l'ablation. Il en résulte alors une ablation peu efficace, ou la formation de bosses par expansion thermique à la surface du matériau (partie 3.3.2 et [81]).

## 4.5 Conclusion

L'étude systématique de trois procédés d'usinage par rafales d'impulsions femtosecondes à très haute cadence présentée dans ce chapitre a permis d'étendre les connaissances concernant ce régime particulier d'ablation.

En premier lieu, il ressort de ces résultats que si les débits d'ablation obtenus pour les procédés de gravure de lignes et de perçage de cavités sont moins importants que pour celui de cratères, les efficacités obtenues demeurent significativement plus importantes que pour les régimes d'ablation par impulsions femtosecondes standards ou par rafales MHz d'impulsions femtosecondes. L'étude d'un large panel de paramètres laser a permis de montrer que cet intérêt est conditionné à un réglage fin de ces paramètres, notamment la durée des rafales, expliquant ainsi la variété des conclusions qui ont pu être tirées de différents travaux sur l'ablation en régime GHz, chacun de ces travaux utilisant des paramètres laser différents. Le paramètre clé de l'ablation en régime GHz est la durée de la rafale. De plus, il est apparu que le réglage de cette durée rendait possible l'obtention d'un bon compromis entre l'efficacité d'ablation et la qualité du procédé d'usinage : un nombre optimal d'impulsions par rafale, à une cadence intra-rafale donnée, peut-être trouvé pour maximiser le volume de matière ablaté en regard du volume redéposé, dégradant la qualité d'usinage [95].

L'importance de l'aspect thermique de l'ablation en régime GHz soulignée dans ces travaux ouvre par ailleurs de nouvelles perspectives pour l'utilisation de lasers délivrant des impulsions femtosecondes à des cadences GHz dans des procédés industriels fondés sur l'utilisation de modifications thermiques tels que le soudage de métaux ou de céramiques [104].



# Conclusion générale

L'ensemble de ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire CELIA et l'entreprise Amplitude Systèmes. Cette thèse a regroupé deux aspects habituellement distincts, d'une part de conception laser et d'autre part d'étude de l'interaction entre un rayonnement laser et la matière. Mes travaux se sont en effet d'abord concentrés sur le développement de sources laser délivrant des rafales d'impulsions femtosecondes à des cadences de l'ordre du GHz, puis sur l'étude expérimentale du régime d'ablation à très haute cadence. L'objectif étant alors de se donner les outils nécessaires afin de mener une étude approfondie de ce régime d'ablation particulier et peu connu au commencement de cette thèse.

Dans le premier chapitre, un état de l'art concernant les aspects laser et interaction laser-matière a été établi. Nous avons mis en place les concepts théoriques utilisés tout au long de ce manuscrit, d'abord ceux liés à la génération d'impulsions ultra-brèves, puis à leur amplification et enfin à l'interaction de ces impulsions avec la matière. Un état de l'art de l'utilisation des lasers femtosecondes pour l'usinage a ensuite été présenté afin notamment d'en établir les limites, ce qui nous a permis de replacer l'étude du régime d'ablation GHz dans une problématique plus large : l'obtention d'un compromis optimal entre l'efficacité d'ablation et la qualité d'usinage.

Le deuxième chapitre était consacré aux travaux de développement laser. Plusieurs oscillateurs développés ont d'abord été présentés, avec les contraintes qui ont pesées sur leur conception et leurs limites. Ces oscillateurs ne dépassent pas l'état de l'art, que ce soit en terme de puissances moyennes délivrées, de durées des impulsions obtenues ou de cadences atteintes, mais constituent un compromis satisfaisant entre les performances de la source, son coût et sa complexité. Les impulsions femtosecondes à haute cadence ont ensuite été amplifiées avec deux amplificateurs distincts utilisant des matériaux dopés aux ions Ytterbium. L'adaptation de technologies maîtrisées par l'entreprise Amplitude Systèmes à l'amplification de rafales d'impulsions femtosecondes à haute cadence a permis l'obtention de sources lasers performantes (jusque 100 W de puissance moyenne dans le proche infra-rouge, pour des durées d'impulsions de l'ordre de 500 fs) et adaptées à la tenue d'expériences d'ablation (stabilité, interfaçage électronique avec les scanners par exemple). Par ailleurs, la capacité technologique à générer

des rafales avec un grand nombre d'impulsions (supérieur à 100) a permis d'explorer des régimes d'interaction jusqu'ici peu accessibles et de mettre en évidence les bénéfices des lasers femtoseconde en mode rafale GHz.

Le troisième chapitre restitue une première série d'expériences d'usinage qui constitue une première approche du régime d'ablation par rafales GHz d'impulsions femtosecondes. Après avoir décrit le dispositif expérimental, l'ensemble des résultats obtenus ont été présentés. Ces résultats ont permis de confirmer le gain en efficacité du régime d'ablation GHz mais aussi d'identifier les paramètres d'influence, notamment la durée totale de la rafale, et les fenêtres opératoires associées. Ils ont par ailleurs permis de proposer un mécanisme d'ablation pour le procédé GHz permettant de rendre compte des observations expérimentales, et en accord avec les connaissances établies sur les procédés d'ablation laser.

Enfin, le quatrième chapitre a porté sur la seconde série d'expériences d'usinage GHz. Cette étude, plus approfondie et systématique que la première, a permis d'étendre les connaissances sur le régime d'ablation GHz, notamment en étudiant d'autres procédés d'ablation (la gravure de ligne et le perçage de cavité) et la qualité d'usinage obtenue dans différentes configurations. De plus, l'étude d'une large plage de paramètres laser a permis de montrer qu'un réglage fin de ces paramètres était impératif pour obtenir un compromis optimal entre l'efficacité d'ablation et la qualité d'usinage. Par ailleurs, la mise en évidence de la durée des rafales comme étant le paramètre clé de ce régime d'ablation a permis d'expliquer pourquoi le régime d'ablation GHz était présenté comme étant plus efficace que d'autres régimes d'ablation dans certains travaux et pas dans d'autres : ces conclusions divergentes dans la littérature étaient tirées de résultats expérimentaux partiels, soit avec uniquement de longues rafales, soit avec des courtes.

Ces différents travaux ont donc permis d'augmenter les connaissances sur le régime d'ablation par rafales GHz et d'en déduire un processus d'interaction. Ce processus peut-être synthétisé comme suit. La spécificité du régime GHz réside dans le fait que le court délai entre les impulsions (de l'ordre de la nanoseconde) est inférieur au temps caractéristique de relaxation thermique dans le matériau ciblé : il y a alors accumulation thermique dans le matériau pendant la rafale. Le gain en efficacité d'ablation n'est marqué que pour des rafales d'une durée importante (plusieurs centaines de nanosecondes) et composées d'impulsions de faible énergie, inférieure au seuil d'ablation. Le mécanisme d'ablation proposé compte deux étapes. La première consiste en une montée progressive de la température par accumulation thermique dans le matériau avec les premières impulsions de la rafale. A l'issue de cette étape, la matière est à l'état liquide, à une température juste inférieure à la température de vaporisation. La seconde étape correspond à la mise en place du phénomène d'ablation : chaque impulsion suivante contribue à l'éjection de matière. Les impulsions présentent alors une fluence proche du seuil d'ablation, ce qui permet une haute efficacité d'ablation par rapport aux impulsions uniques présentant un important excès d'énergie. La chaleur résiduelle est maîtrisée mais le fond de la zone ablatée est inévitablement couvert d'une fine

couche liquide resolidifiée.

Au terme de ce travail de thèse, de nombreuses questions demeurent en suspens et plusieurs voies restent à explorer, ouvrant ainsi plusieurs perspectives à mes travaux. En premier lieu, plusieurs nouveaux développements laser permettraient de disposer de nouvelles sources laser afin d'étendre l'étude expérimentale du régime d'ablation GHz :

- augmentation de la puissance moyenne accessible jusqu'au kW,
- extension du domaine de longueurs d'onde vers les courtes longueurs d'onde (par génération d'harmonique) et les hautes longueurs d'onde (par amplification paramétrique),
- diminution de la durée des impulsions (par post-compression par exemple).

Néanmoins, nous avons vu dans ce manuscrit que le régime d'ablation GHz imposait un réglage fin des paramètres et que la mise en évidence des paramètres optimaux demandait un grand nombre d'expériences d'usinage. Avant d'étudier expérimentalement l'influence de nouveaux paramètres, il serait pertinent de développer des modèles numériques afin de mieux comprendre ce régime d'ablation et d'orienter les nouvelles expériences vers les conditions les plus prometteuses. Un point intéressant à étudier serait notamment l'influence de la distribution de l'énergie de la rafale parmi les impulsions qui la composent (l'évolution de l'énergie par impulsion dans la rafale) sur le résultat obtenu, aspect qui n'a pas été étudié pendant ma thèse. Par ailleurs, la particularité de l'interaction entre les rafales GHz d'impulsions femtosecondes et la matière permet d'imaginer de nouvelles perspectives quant à l'utilisation des lasers délivrant ces rafales. On peut citer notamment les procédés de modification de la matière fondés sur des modifications thermiques : la soudure et le polissage par exemple.

# Bibliographie

- [1] C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D. K. Kesim, n. Akçaalan, S. Yavaş, M. D. Aşık, B. Öktem, H. Hoogland, R. Holzwarth, and F. m. Ilday, “Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses,” *Nature*, vol. 537, pp. 84–88, Sept. 2016.
- [2] U. Keller, “Ultrafast solid-state lasers,” in *Progress in Optics*, vol. 46, pp. 1–115, Elsevier, 2004.
- [3] U. Keller, K. Weingarten, F. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, and J. Aus der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM’s) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, pp. 435–453, Sept. 1996.
- [4] H. Haus, “Mode-locking of lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1173–1185, Nov. 2000.
- [5] H. A. Haus, “Theory of mode locking with a fast saturable absorber,” *Journal of Applied Physics*, vol. 46, pp. 3049–3058, July 1975.
- [6] G. New, “Mode-locking of quasi-continuous lasers,” *Optics Communications*, vol. 6, pp. 188–192, Oct. 1972.
- [7] H. Haus, “Theory of mode locking with a slow saturable absorber,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 736–746, Sept. 1975.
- [8] F. Gires and P. Tournois, “Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence,” *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol. 258, pp. 6112–6115, June 1964.
- [9] F. X. Kärtner and U. Keller, “Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber,” *Optics Letters*, vol. 20, p. 16, Jan. 1995.
- [10] F. Kärtner, I. Jung, and U. Keller, “Soliton mode-locking with saturable absorbers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, pp. 540–556, Sept. 1996.
- [11] F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, and U. Keller, “Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices,” *Optical Engineering*, vol. 34, p. 2024, July 1995.

- [12] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 16, p. 11, Jan. 1999.
- [13] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Optics Communications*, vol. 56, pp. 219–221, Dec. 1985.
- [14] E. Treacy, “Optical pulse compression with diffraction gratings,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, pp. 454–458, Sept. 1969.
- [15] J. Mur and R. Petkovšek, “Near-THz bursts of pulses – Governing surface ablation mechanisms for laser material processing,” *Applied Surface Science*, vol. 478, pp. 355–360, June 2019.
- [16] H. Matsumoto, J. Kleinert, and Z. Lin, “Ultrafast laser ablation of copper with  $\sim$ GHz bursts,” in *Proc. SPIE 10519, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIII, 1051902*, Feb. 2018.
- [17] L. M. Frantz and J. S. Nodvik, “Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier,” *Journal of Applied Physics*, vol. 34, pp. 2346–2349, Aug. 1963.
- [18] D. N. Schimpf, C. Ruchert, D. Nodop, J. Limpert, A. Tünnermann, and F. Salin, “Compensation of pulse-distortion in saturated laser amplifiers,” *Optics Express*, vol. 16, p. 17637, Oct. 2008.
- [19] J. Petelin, B. Podobnik, and R. Petkovšek, “Burst shaping in a fiber-amplifier chain seeded by a gain-switched laser diode,” *Applied Optics*, vol. 54, p. 4629, May 2015.
- [20] S. Breitkopf, A. Klenke, T. Gottschall, H.-J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “58 mJ burst comprising ultrashort pulses with homogenous energy level from an Yb-doped fiber amplifier,” *Optics Letters*, vol. 37, p. 5169, Dec. 2012.
- [21] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Alvensleben, and A. Tünnermann, “Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids,” *Applied Physics A Materials Science & Processing*, vol. 63, pp. 109–115, Aug. 1996.
- [22] J. Purnell, E. Snyder, S. Wei, and A. Castleman, “Ultrafast laser-induced Coulomb explosion of clusters with high charge states,” *Chemical Physics Letters*, vol. 229, pp. 333–339, Nov. 1994.
- [23] R. Stoian, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, and E. E. B. Campbell, “Coulomb explosion in ultrashort pulsed laser ablation of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,” *Physical Review B*, vol. 62, pp. 13167–13173, Nov. 2000.
- [24] M. E. Povarnitsyn, T. E. Itina, M. Sentis, K. V. Khishchenko, and P. R. Levashov, “Material decomposition mechanisms in femtosecond laser interactions with metals,” *Physical Review B*, vol. 75, p. 235414, June 2007.
- [25] J. P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau, R. Le Harzic, and E. Audouard, “Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation,” *Physical Review B*, vol. 71, p. 165406, Apr. 2005.

- [26] J. P. Colombier, P. Combis, R. Stoian, and E. Audouard, “High shock release in ultrafast laser irradiated metals : Scenario for material ejection,” *Physical Review B*, vol. 75, p. 104105, Mar. 2007.
- [27] L. V. Keldysh, “Ionization in the field of a strong electromagnetic wave,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 20, pp. 1307–1314, May 1965.
- [28] L. V. Keldysh, “Kinetic theory of impact ionization in semiconductors,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 37, pp. 509–518, Mar. 1960.
- [29] B. Rethfeld, “Unified Model for the Free-Electron Avalanche in Laser-Irradiated Dielectrics,” *Physical Review Letters*, vol. 92, p. 187401, May 2004.
- [30] V. S. Popov, “Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory),” *Physics-Uspekhi*, vol. 47, pp. 855–885, Sept. 2004.
- [31] S. Y. Kruchinin, F. Krausz, and V. S. Yakovlev, “Colloquium : Strong-field phenomena in periodic systems,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 90, p. 021002, Apr. 2018.
- [32] R. Le Harzic, N. Huot, E. Audouard, C. Jonin, P. Laporte, S. Valette, A. Fraczkiewicz, and R. Fortunier, “Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy,” *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 3886–3888, May 2002.
- [33] C. Momma, S. Nolte, B. N. Chichkov, F. v. Alvensleben, and A. Tünnermann, “Precise laser ablation with ultrashort pulses,” *Applied Surface Science*, vol. 109-110, pp. 15–19, Feb. 1997.
- [34] W. S. Brocklesby, “Progress in high average power ultrafast lasers,” *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 224, pp. 2529–2543, Oct. 2015.
- [35] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power,” *Optics Letters*, vol. 35, p. 94, Jan. 2010.
- [36] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, and J. Limpert, “Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power,” *Optics Letters*, vol. 43, p. 5853, Dec. 2018.
- [37] P. Russbueltdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe, “Compact diode-pumped 11 kW Yb :YAG Innoslab femtosecond amplifier,” *Optics Letters*, vol. 35, p. 4169, Dec. 2010.
- [38] C. Röcker, A. Loescher, J.-P. Negel, M. Delaigue, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, P. Villeval, A. Holvoet, D. Lupinski, T. Graf, and M. Abdou Ahmed, “Direct amplification of sub-300 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier,” *Optics Communications*, vol. 460, p. 125159, Apr. 2020.

- [39] C. Momma, B. N. Chichkov, S. Nolte, F. von Alvensleben, A. Tünnermann, H. Welling, and B. Wellegehausen, “Short-pulse laser ablation of solid targets,” *Optics Communications*, vol. 129, pp. 134–142, Aug. 1996.
- [40] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling, “Ablation of metals by ultrashort laser pulses,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 14, p. 2716, Oct. 1997.
- [41] J. Lopez, K. Mishchik, G. Mincuzzi, E. Audouard, E. Mottay, and R. Kling, “Efficient Metal Processing Using High Average Power Ultrafast Laser,” *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, vol. 12, Dec. 2017.
- [42] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, and G. Hennig, “Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses : Basics, Limitations and Needs for High Throughput,” *Physics Procedia*, vol. 56, pp. 1047–1058, Sept. 2014.
- [43] J. Schille, L. Schneider, and U. Loeschner, “Process optimization in high-average-power ultrashort pulse laser microfabrication : how laser process parameters influence efficiency, throughput and quality,” *Applied Physics A*, vol. 120, pp. 847–855, Sept. 2015.
- [44] J. Finger, B. Bornschlegel, M. Reininghaus, A. Dohrn, M. Nießen, A. Gilner, and R. Poprawe, “Heat input and accumulation for ultrashort pulse processing with high average power,” *Advanced Optical Technologies*, vol. 7, pp. 145–155, May 2018.
- [45] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, and A. Y. Arai, “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate,” *Optics Express*, vol. 13, p. 4708, June 2005.
- [46] A. Ancona, S. Döring, C. Jauregui, F. Röser, J. Limpert, S. Nolte, and A. Tünnermann, “Femtosecond and picosecond laser drilling of metals at high repetition rates and average powers,” *Optics Letters*, vol. 34, p. 3304, Nov. 2009.
- [47] F. Bauer, A. Michalowski, T. Kiedrowski, and S. Nolte, “Heat accumulation in ultra-short pulsed scanning laser ablation of metals,” *Optics Express*, vol. 23, p. 1035, Jan. 2015.
- [48] J. Lopez, G. Mincuzzi, R. Devillard, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, and R. Kling, “Ablation efficiency of high average power ultrafast laser,” *Journal of Laser Applications*, vol. 27, p. S28008, Feb. 2015.
- [49] D. Perez, L. K. Béland, D. Deryng, L. J. Lewis, and M. Meunier, “Numerical study of the thermal ablation of wet solids by ultrashort laser pulses,” *Physical Review B*, vol. 77, p. 014108, Jan. 2008.
- [50] D. J. Förster, S. Faas, S. Gröniger, F. Bauer, A. Michalowski, R. Weber, and T. Graf, “Shielding effects and re-deposition of material during processing of metals with bursts of ultra-short laser pulses,” *Applied Surface Science*, vol. 440, pp. 926–931, May 2018.

- [51] N. Matsumoto, H. Itoh, T. Inoue, T. Otsu, and H. Toyoda, “Stable and flexible multiple spot pattern generation using LCOS spatial light modulator,” *Optics Express*, vol. 22, p. 24722, Oct. 2014.
- [52] S. Torres-Peiró, J. González-Ausejo, O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, P. Andrés, and J. Lancis, “Parallel laser micromachining based on diffractive optical elements with dispersion compensated femtosecond pulses,” *Optics Express*, vol. 21, p. 31830, Dec. 2013.
- [53] T. Kramer, Y. Zhang, S. Remund, B. Jaeggi, A. Michalowski, L. Grad, and B. Neuenschwander, “Increasing the Specific Removal Rate for Ultra Short Pulsed Laser-Micromachining by Using Pulse Bursts,” *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, vol. 12, pp. 107–114, Sept. 2017.
- [54] J. Mur, L. Pirker, N. Osterman, and R. Petkovšek, “Silicon crystallinity control during laser direct microstructuring with bursts of picosecond pulses,” *Optics Express*, vol. 25, p. 26356, Oct. 2017.
- [55] A. Žemaitis, P. Gečys, M. Barkauskas, G. Račiukaitis, and M. Gedvilas, “Highly-efficient laser ablation of copper by bursts of ultrashort tuneable (fs-ps) pulses,” *Scientific Reports*, vol. 9, p. 12280, Dec. 2019.
- [56] W. Hu, Y. C. Shin, and G. King, “Modeling of multi-burst mode picosecond laser ablation for improved material removal rate,” *Applied Physics A*, vol. 98, pp. 407–415, Feb. 2010.
- [57] D. Metzner, P. Lickschat, and S. Weißmantel, “Influence of heat accumulation during laser micromachining of CoCrMo alloy with ultrashort pulses in burst mode,” *Applied Physics A*, vol. 126, p. 84, Feb. 2020.
- [58] J. Thorstensen and S. Erik Foss, “Temperature dependent ablation threshold in silicon using ultrashort laser pulses,” *Journal of Applied Physics*, vol. 112, p. 103514, Nov. 2012.
- [59] Y. Ren, C. Cheng, J. Chen, Y. Zhang, and D. Tzou, “Thermal ablation of metal films by femtosecond laser bursts,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 70, pp. 32–40, Aug. 2013.
- [60] A. Y. Vorobyev and C. Guo, “Direct observation of enhanced residual thermal energy coupling to solids in femtosecond laser ablation,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 011916, Jan. 2005.
- [61] R. Ramaswami and K. Sivarajan, *Optical Networks : a Practical Perspective*. San Diego, CA, USA : Elsevier Science & Technology Books, 1998. OCLC : 892781758.
- [62] A. Bartels, R. Cerna, C. Kistner, A. Thoma, F. Hudert, C. Janke, and T. Dekorsy, “Ultrafast time-domain spectroscopy based on high-speed asynchronous optical sampling,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, p. 035107, Mar. 2007.



- [63] A. Hatziefremidis, D. Papadopoulos, D. Fraser, and H. Avramopoulos, "Laser sources for polarized electron beams in cw and pulsed accelerators," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 431, pp. 46–52, July 1999.
- [64] T. Bartulevicius, K. Madeikis, L. Veselis, V. Petrauskiene, and A. Michailovas, "Active fiber loop for synthesizing GHz bursts of equidistant ultrashort pulses," *Optics Express*, vol. 28, p. 13059, Apr. 2020.
- [65] C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, n. Akçaalan, and F. m. Ilday, "3.5-GHz intra-burst repetition rate ultrafast Yb-doped fiber laser," *Optics Communications*, vol. 366, pp. 404–409, May 2016.
- [66] T. Eidam and B. Limpert, "Generation of laser pulses in a burst mode." Brevet DE102016124087B3, Sept. 2017.
- [67] A. Bartels, D. Heinecke, and S. A. Diddams, "Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti :sapphire laser," *Optics Letters*, vol. 33, p. 1905, Aug. 2008.
- [68] A. S. Mayer, C. R. Phillips, and U. Keller, "Watt-level 10-gigahertz solid-state laser enabled by self-defocusing nonlinearities in an aperiodically poled crystal," *Nature Communications*, vol. 8, Dec. 2017.
- [69] R. Paschotta, L. Krainer, S. Lecomte, G. J. Spühler, S. C. Zeller, A. Aschwanden, D. Lorenser, H. J. Unold, K. J. Weingarten, and U. Keller, "Picosecond pulse sources with multi-GHz repetition rates and high output power," *New Journal of Physics*, vol. 6, pp. 174–174, Nov. 2004.
- [70] A. Ishizawa, T. Nishikawa, A. Mizutori, H. Takara, H. Nakano, T. Sogawa, A. Takada, and M. Koga, "Generation of 120-fs laser pulses at 1-GHz repetition rate derived from continuous wave laser diode," *Optics Express*, vol. 19, p. 22402, Nov. 2011.
- [71] A. Aubourg, J. Lhermite, S. Hocquet, E. Cormier, and G. Santarelli, "Generation of picosecond laser pulses at 1030 nm with gigahertz range continuously tunable repetition rate," *Optics Letters*, vol. 40, p. 5610, Dec. 2015.
- [72] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, V. G. Shcherbitsky, V. P. Mikhailov, E. Heumann, T. Jensen, A. Diening, and G. Huber, "CW laser performance of Yb and Er,Yb doped tungstates," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 64, pp. 409–413, Mar. 1997.
- [73] C. Hönniger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seiber, and U. Keller, "Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, vol. 69, pp. 3–17, July 1999.
- [74] N. V. Kuleshov, A. A. Lagatsky, A. V. Podlipensky, V. P. Mikhailov, and G. Huber, "Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> and KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>," *Optics Letters*, vol. 22, p. 1317, Sept. 1997.

- [75] C. Hönninger, *Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers*. No. 9 in Series in quantum electronics, Konstanz : Hartung-Gorre, 1. Aufl ed., 1999. OCLC : 845179057.
- [76] M. Delaigue, *Étude et réalisation de sources femtosecondes haute puissance moyenne*. PhD thesis, Bordeaux 1, Bordeaux, 2006.
- [77] P. Russbueltdt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe, “400W Yb :YAG Innoslab fs-amplifier,” *Optics Express*, vol. 17, p. 12230, July 2009.
- [78] G. Bonamis, J. Sanabria, E. Audouard, J. Lopez, I. Manek-Honninger, E. Mottay, and C. Honninger, “20-W Ultraviolet Femtosecond GHz Burst Laser,” in *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, (Munich, Germany), IEEE, June 2019.
- [79] P. Elahi, n. Akçaalan, C. Ertek, K. Eken, F. m. Ilday, and H. Kalaycoğlu, “High-power Yb-based all-fiber laser delivering 300 fs pulses for high-speed ablation-cooled material removal,” *Optics Letters*, vol. 43, p. 535, Feb. 2018.
- [80] G. Bonamis, K. Mishchick, E. Audouard, C. Hönninger, E. Mottay, J. Lopez, and I. Manek-Hönninger, “High efficiency femtosecond laser ablation with gigahertz level bursts,” *Journal of Laser Applications*, vol. 31, p. 022205, May 2019.
- [81] K. Mishchik, G. Bonamis, J. Qiao, J. Lopez, E. Audouard, E. Mottay, C. Hönninger, and I. Manek-Hönninger, “High-efficiency femtosecond ablation of silicon with GHz repetition rate laser source,” *Optics Letters*, vol. 44, p. 2193, May 2019.
- [82] G. Van Rossum and F. L. Drake, *Python 3 Reference Manual*. Scotts Valley, CA : CreateSpace, 2009.
- [83] L. L. Taylor, J. Qiao, and J. Qiao, “Optimization of femtosecond laser processing of silicon via numerical modeling,” *Optical Materials Express*, vol. 6, p. 2745, June 2016.
- [84] T. Menold, M. Ametowobla, J. R. Köhler, and J. H. Werner, “Surface patterning of monocrystalline silicon induced by spot laser melting,” *Journal of Applied Physics*, vol. 124, p. 163104, Oct. 2018.
- [85] D. Zeng, K. Yung, and C. Xie, “UV Nd :YAG laser ablation of copper : chemical states in both crater and halo studied by XPS,” *Applied Surface Science*, vol. 217, pp. 170–180, July 2003.
- [86] M. E. Povarnitsyn, P. R. Levashov, and D. V. Knyazev, “Simulation of ultrafast bursts of subpicosecond pulses : In pursuit of efficiency,” *Applied Physics Letters*, vol. 112, p. 051603, Jan. 2018.
- [87] R. S. Marjoribanks, C. Dille, J. E. Schoenly, L. McKinney, A. Mordovanakis, P. Kaifosh, P. Forrester, Z. Qian, A. Covarrubias, Y. Feng, and L. Lilge,

- “Ablation and thermal effects in treatment of hard and soft materials and biotissues using ultrafast-laser pulse-train bursts,” *Photonics & Lasers in Medicine*, vol. 1, Jan. 2012.
- [88] X. Zhao and Y. C. Shin, “Ablation enhancement of silicon by ultrashort double-pulse laser ablation,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 111907, Sept. 2014.
- [89] C. Gaudiuso, H. Kämmer, F. Dreisow, A. Ancona, A. Tünnermann, and S. Nolte, “Ablation of silicon with bursts of femtosecond laser pulses,” (San Francisco, California, United States), p. 974017, Mar. 2016.
- [90] M. Domke, V. Matylitsky, and S. Stroj, “Surface ablation efficiency and quality of fs lasers in single-pulse mode, fs lasers in burst mode, and ns lasers,” *Applied Surface Science*, vol. 505, p. 144594, Mar. 2020.
- [91] G. Bonamis, E. Audouard, C. Hönninger, J. Lopez, K. Mishchik, E. Mottay, and I. Manek-Hönninger, “Systematic study of laser ablation with GHz bursts of femtosecond pulses,” *Optics Express*, vol. 28, p. 27702, Sept. 2020.
- [92] M. Eyett and D. Bäuerle, “Influence of the beam spot size on ablation rates in pulsed-laser processing,” *Applied Physics Letters*, vol. 51, pp. 2054–2055, Dec. 1987.
- [93] M. E. Shaheen, J. E. Gagnon, and B. J. Fryer, “Excimer laser ablation of aluminum : influence of spot size on ablation rate,” *Laser Physics*, vol. 26, p. 116102, Nov. 2016.
- [94] M. Chaja, T. Kramer, and B. Neuenschwander, “Influence of laser spot size and shape on ablation efficiency using ultrashort pulse laser system,” *Procedia CIRP*, vol. 74, pp. 300–304, Sept. 2018.
- [95] G. Bonamis, E. Audouard, C. Hönninger, J. Lopez, K. Mishchik, E. Mottay, and I. Manek-Hönninger, “Méthode de détermination des conditions opérationnelles d’un procédé d’ablation laser femtoseconde à très haute cadence pour un matériau donné.” Brevet, 2019.
- [96] A. D. Zweig, “A thermo-mechanical model for laser ablation,” *Journal of Applied Physics*, vol. 70, pp. 1684–1691, Aug. 1991.
- [97] T. Hirsiger, M. Gafner, S. M. Remund, M. W. Chaja, A. Urniezius, S. Butkus, and B. Neuenschwander, “Machining metals and silicon with GHz bursts : Surprising tremendous reduction of the specific removal rate for surface texturing applications,” in *Proc. SPIE 11267, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXV, 112670T*, (San Francisco, United States), Mar. 2020.
- [98] J. Schille, L. Schneider, P. Lickschat, U. Loeschner, R. Ebert, and H. Exner, “High-pulse repetition frequency ultrashort pulse laser processing of copper,” *Journal of Laser Applications*, vol. 27, p. S28007, Feb. 2015.

- [99] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, D. J. Foerster, T. Kramer, and S. Remund, “Influence of the burst mode onto the specific removal rate for metals and semiconductors,” *Journal of Laser Applications*, vol. 31, p. 022203, May 2019.
- [100] F. Nyenhuis, A. Michalowski, and J. A. L’huillier, “Surface treatment with GHz-bursts,” in *Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIV* (U. Klotzbach, R. Kling, and A. Watanabe, eds.), (San Francisco, United States), p. 9, SPIE, Jan. 2020.
- [101] D. Metzner, P. Lickschat, and S. Weißmantel, “High-quality surface treatment using GHz burst mode with tunable ultrashort pulses,” *Applied Surface Science*, vol. 531, p. 147270, July 2020.
- [102] P. Mannion, J. Magee, E. Coyne, and G. M. O’Connor, “Ablation thresholds in ultrafast laser micromachining of common metals in air,” in *Proc. SPIE 4876, Opto-Ireland 2002 : Optics and Photonics Technologies and Applications*, (Galway, Ireland), Mar. 2003.
- [103] M. E. Povarnitsyn and P. R. Levashov, “Simulation of single-, double- and multi-pulse laser ablation of metals,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1147, p. 012063, Jan. 2019.
- [104] E. H. Penilla, L. F. Devia-Cruz, A. T. Wieg, P. Martinez-Torres, N. Cuando-Espitia, P. Sellappan, Y. Kodera, G. Aguilar, and J. E. Garay, “Ultrafast laser welding of ceramics,” *Science*, vol. 365, pp. 803–808, Aug. 2019.

## Conception et réalisation d'une source laser femtoseconde GHz et applications au régime d'ablation très haute cadence

**Résumé :** Ces deux dernières décennies, la technologie des lasers femtosecondes a considérablement gagné en maturité et en fiabilité. Ces impulsions permettent aujourd'hui de réaliser des procédés de micro-usinage avec des dommages thermiques minimes, autorisant ainsi de travailler avec une grande précision sur des matériaux fortement sensibles à la température. Néanmoins, l'implantation de cette technologie dans le marché des applications industrielles est freinée par une productivité insuffisante. Pour palier à ce problème, les stratégies utilisées consistent en une optimisation des procédés et en l'obtention de puissances moyennes de plus en plus élevées avec ces sources laser. Une autre voie propose d'augmenter l'efficacité des procédés d'ablation en délivrant différemment l'énergie sur la matière : par rafales d'impulsions de faible énergie plutôt que par impulsions uniques de forte énergie.

De récents travaux ont montré que l'utilisation de rafales d'impulsions à des cadences de l'ordre du GHz permet d'atteindre des niveaux d'efficacité supérieurs d'un ordre de grandeur à ceux de l'usinage par impulsions femtosecondes classique. Ces résultats encourageants sont néanmoins controversés, d'autres travaux ayant par la suite mis en évidence des niveaux d'efficacité en deçà des attentes mais aussi la présence de dommages thermiques sur les matériaux usinés. Une étude approfondie de ce potentiel nouveau procédé d'usinage est donc nécessaire afin de s'assurer d'une part qu'il présente bien un intérêt et d'autre part de mettre en évidence les conditions optimales pour son utilisation. Pour cela, différents oscillateurs optiques délivrant des rafales d'impulsions femtosecondes à des cadences de l'ordre du GHz ainsi que des amplificateurs ont été développés. Ces systèmes lasers innovants présentent une grande flexibilité sur les paramètres laser accessibles (cadence et énergie des impulsions, nombre d'impulsions par rafale notamment). Cette flexibilité nous a permis de mener une étude approfondie du procédé d'ablation par rafales GHz sous la forme de nombreux essais d'usinage sur des matériaux d'intérêts industriels. Cette étude a mis en évidence l'influence des différents paramètres laser et a ainsi permis d'expliquer l'inhomogénéité des résultats obtenus avec ce procédé et d'orienter l'utilisation de ce procédé dans des conditions favorables à l'obtention d'un usinage efficace et de bonne qualité.

**Mots-clés :** Procédés haute cadence, Interaction laser-matière, Laser à très haute cadence, Usinage laser en mode rafale

---

## Conception and realisation of a femtosecond laser source with GHz-level pulse repetition rate and application to high repetition rate ablation regime

**Abstract:** These last two decades, femtosecond laser technology has gained considerably in terms of maturity and reliability. These laser pulses enable materials micro-machining with minimal thermal collateral effects, thus allowing to work with an outstanding precision, even on materials highly sensitive to temperature. Nevertheless, the penetration of femtosecond processing into the industrial manufacturing market is limited due to an insufficient productivity. The current strategies consist of optimizing the processes on the one hand and increasing the average power of these laser sources on the other hand. Another way suggests increasing the femtosecond ablation process efficiency by delivering bursts of low-energy pulses instead of one highly energetic pulse.

Recent works showed that using bursts of pulses at repetition rates on the order of GHz allows to reach ablation rates one order of magnitude higher than the ones obtained by standard femtosecond pulse machining. Nevertheless, these promising results are controversial, as other works point out levels of efficiency lower than expected, added to collateral thermal damages on machined materials. A thorough study of this new ablation regime is thus necessary to ensure that its interest is real on the one hand, and to point out the optimal configurations of its use on the other hand. Several optical oscillators delivering bursts of femtosecond pulses at GHz-level repetition rates and laser amplifiers have been developed to this purpose. These innovating laser systems benefit from great flexibility in terms of reachable laser parameters (pulse repetition rate and energy, number of pulses per burst notably). This flexibility allowed us to perform a thorough study of the GHz-ablation regime by numerous machining experiments on several materials of industrial interest. This study points out the influence of the different laser parameters and thus to explain the variety of results related to GHz-ablation and to guide the use of this regime under favorable conditions to reach an efficient and high-quality machining.

**Keywords:** High repetition rate processes, Laser-mater interaction, High repetition rate laser, Laser machining using burst mode