

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université A. M. OULHADJ - Bouira
Faculté des Sciences Exactes
Département de physique



Mémoire

Présenté par

Merouchi soumia

Pour l'obtention du diplôme de

MASTER

Filière: Physique

Spécialité : Physique théorique

Propagation d'une impulsion laser ultra-courte et ultra-intense dans un plasma

Soutenu le 18 /06 / 2025

Devant le jury composé de :

ZERIGUI DJAMEL	MCA	UAMO, Bouira	Président
BELGHIT SLIMEN	MCA	UAMO, Bouira	Encadreur
MERRICHE ABDERREZAK	MCA	UAMO, Bouira	Examineur
ZAHAM BOUZID	MCB	UAMO, Bouira	Examineur

Remerciement

Je remercie en premier lieu le bon dieu de nous avoir donné la santé et la volonté de pouvoir

accomplir ce modeste travail.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude à mon encadreur Dr. Belghit Slimen dont les conseils

avisés, son expérience et son patience ont été une forte source d'inspiration et de

motivation. sa confiance en mes capacités m'a encouragé à repousser mes limites.

Je tiens également à adresser mes sincères remerciements aux membres du jury pour leur

temps précieux.

Je remercie tous les membres du département de physique pour leur gentillesse, et leur

conseil.

Dédicace

Je dédié ce modeste travail a :

Ma famille, spécialement mes tendres parents et mes chers frères pour leur soutien moral

durant toute ma vie.

Mes amis et mes collègues, merci du fond du cœur pour votre présence, votre soutien et vos encouragements. Votre amitié a rendu ce parcours plus doux et plus fort.

Table Des Matières

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE 1:

ETUDE BIBLIOGRAPHIE DE L'INTERACTION LASER-PLASMA

Introduction	05
I. LE LASER	05
I.1. définition	05
I.3. Les impulsions ultra-intenses	05
I.2.1. Caractéristiques principales	06
I.2.2. Génération des impulsions ultra-intenses	06
I.2.3. Applications scientifiques et technologiques	07
I.3. Les impulsions ultra-courtes	08
I.4. Comparaison entre l'impulsion laser femtoseconde et nanoseconde	09
I.5. Explication mathématique de l'impulsion laser	09
I.5.1. Le champ d'une impulsion laser	09
I.5.2. L'intensité d'une impulsion laser	10
I.5.3. L'intensité crête	11
I.5.4. La densité de l'énergie	11
II. LES PLASMAS	11
II.1. Définition d'un plasma	11
II.2. Type des plasmas	13
II.3. Propriétés de plasma	14
II.3.1. Quasi-neutralité	14
II.3.2. Conduction électrique	14
II.3.3. Interaction avec les champs électromagnétiques	14
II.3.4. Effets collectifs	15
II.3.5. Degrée d'ionisation d'un plasma	15
III. INTERACTIONS LASER-PLASMA	15
III.1. Absorption par Bremsstrahlung inverse (ABI)	16

III. 2. Autoguidage (Focalisation) Relativiste	16
III.3. L'épaisseur de peau	17
III.4. Génération de champ magnétique	17
III.5. Force pondéromotrice relativiste	17
III.6. Accélération des particules	18
Conclusion	18

CHAPITRE II:

PROPAGATION NON LINEAIRE D'UNE IMPULSION LASER ULTRA COURTE ET ULTRA INTENSE DANS UN PLASMA LIMITE PAR DES PARDIS METALLIQUES

Introduction	21
I. Equation de variation de l'intensité laser	22
II. Equation de chaleur	25
III. Résultats et discussion	27
III.1. Guide métallique de cuivre	27
III.2. Guide métallique d'aluminium	30
V. Conclusion	33
Conclusion générale	35
Bibliographies	37

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

La propagation d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense (ILUCUI) dans un plasma constitue un axe fondamental de recherche, en raison de ses nombreuses applications scientifiques et technologiques. Ce phénomène permet notamment de générer des champs électriques extrêmement élevés, capables d'accélérer des électrons à des vitesses proches de celle de la lumière [1]. Depuis plusieurs années, des travaux menés dans de grands laboratoires se sont concentrés sur les accélérateurs à plasma à haute énergie, en vue de remplacer les accélérateurs classiques à radiofréquence, qui ne répondent plus aux exigences actuelles de la physique des particules élémentaires. Par ailleurs, le confinement inertiel par impulsion laser repose sur un allumage rapide de la cible solide, permettant de dépasser les limitations énergétiques induites par les instabilités rencontrées dans les expériences classiques utilisant des impulsions laser longues. Les impulsions laser ultra courtes et ultra intenses peuvent également induire divers types de réactions nucléaires de fission [2]. Ce mémoire est structuré comme suit :

Dans le premier chapitre, nous présentons une brève introduction au laser, ses caractéristiques principales, ainsi que la technique CPA (*Chirped Pulse Amplification*) utilisée pour la génération de ces impulsions dans les expériences d'interaction laser-plasma. Nous introduisons également les propriétés fondamentales des plasmas, avant de décrire les principaux mécanismes d'interaction entre le laser et le plasma, tels que l'absorption par Bremsstrahlung inverse, l'autoguidage, etc.

Dans le deuxième chapitre, nous étudions la propagation non linéaire d'une ILUCUI dans un canal de plasma confiné par des parois métalliques (cuivre et aluminium). Pour cela, nous adoptons un modèle simplifié basé sur l'équation de variation de l'intensité du laser et

Introduction générale

l'équation de la chaleur. Nous concluons ensuite par un résumé des résultats obtenus au cours de ce travail, suivi d'une conclusion générale.

Chapitre 1:
Etude Bibliographique de
L'interaction Laser - Plasma

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacrée à l'étude de l'interaction laser-plasma et les mécanismes permettant d'y parvenir. Nous fournissons d'abord une définition simplifiée du laser et de son développement pour obtenir une impulsion laser ultra courte et ultra intense via la technologie CPA. Deuxièmement, nous avons défini le plasma et certaines de ses propriétés. Troisièmement, nous présentons quelques phénomènes associés à l'interaction du laser-plasma. Enfin une comparaison entre le laser femto-seconde et nano-seconde dans les littératures a été présenter avec une conclusion.

I. LE LASER

I.1. DEFINITION

Le mot laser est la métonymie de « Light Amplification By Stimulated Emission Of Radiation ». Il assigne un dispositif capable d'apporter un faisceau lumineux homogène, unique et hautement directionnel. Depuis sa première fondation en 1960 [1], le laser a profondément transformé de plusieurs domaines comme la médecine, l'industrie, les télécommunications et la recherche scientifique [1]. Le principe de fonctionnement du laser délassé sur l'émission stimulée de photons, un phénomène théorisé par Albert Einstein. Selon le milieu amplificateur utilisé on distingue plusieurs types de laser : Lasers à gaz come CO₂, lasers solides tels que le laser au rubis, laser à semi-conducteurs, laser à colorants, lasers à fibre optique.

I.2. LES IMPULSIONS ULTRA-INTENSES

Les progrès dans la technologie des lasers ont permis de produire des impulsions extrêmement courtes et d'une intensité remarquable. Ces impulsions ultra-intenses créent des opportunités uniques pour explorer des phénomènes physiques dans des conditions extrêmes. La technique utilisée pour générer ces impulsions s'appelle amplification par dérive de

fréquence CPA (Chirped Pulse Amplification) [2], Cette méthode consiste à étirer temporellement l'impulsions initiale, à l'amplifier sans endommager le matériau amplificateur, puis à la recomprimer pour atteindre des durées ultra-courtes avec une intensité extrême. La figure (I.1) représentera la chaine CPA [3].

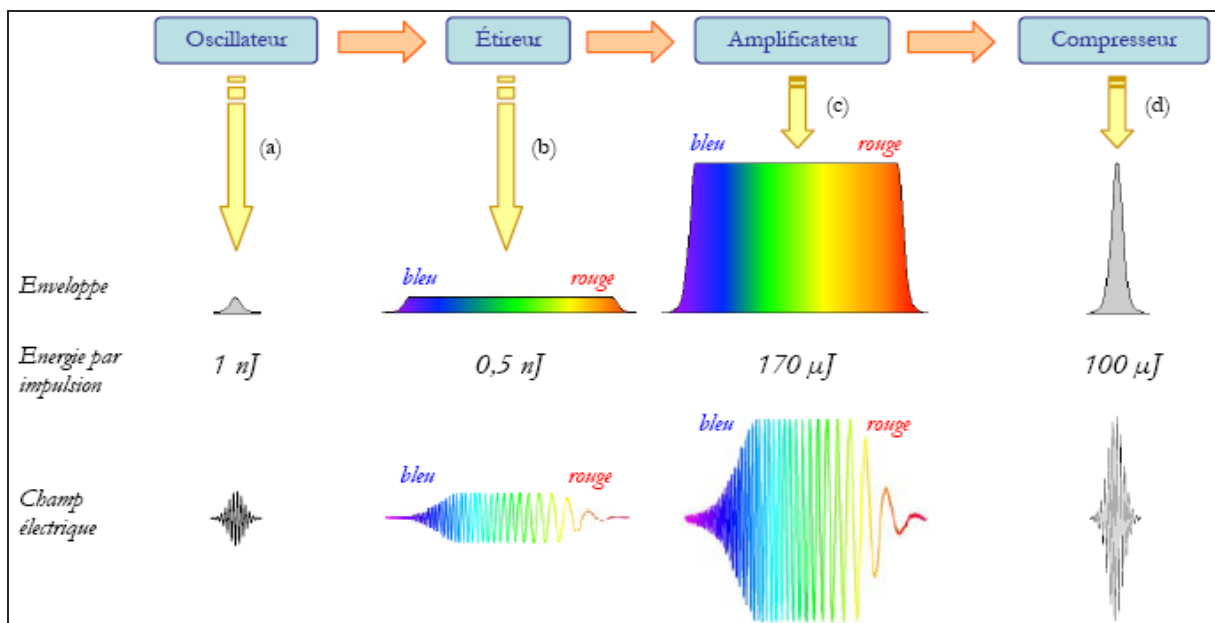


Figure I. 1: La chaine CPA (Chirped Pulse Amplification) [3].

I.2.1. CARACTERISTIQUES PRINCIPALES

Les impulsions ultra-intenses présentent plusieurs caractéristiques spécifiques:

- Durée ultra courte de l'ordre de femtoseconde et inférieur 10^{-15} second
- Intensité élevée : souvent supérieure à 10^{18} W/cm².
- Effets non linéaires : ionisation multi-photonique, auto-modulation de phase...etc
- Interaction forte avec les matières, accélération des particules, crée les plasmas,...etc

I.2.2. GENERATION DES IMPULSIONS ULTRA-INTENSES

La technique principale pour générer de telles impulsions est l'amplification par dérive de fréquence (CPA) [2], cette méthode consiste à étirer temporellement l'impulsion initiale, à

l'amplifier sans endommager le matériau amplificateur, puis à la recomprimer pour atteindre des durées ultra-courtes avec une intensité extrême [4]. La figure (I.2) suivante représente l'allure temporelle d'une impulsion femtoseconde.

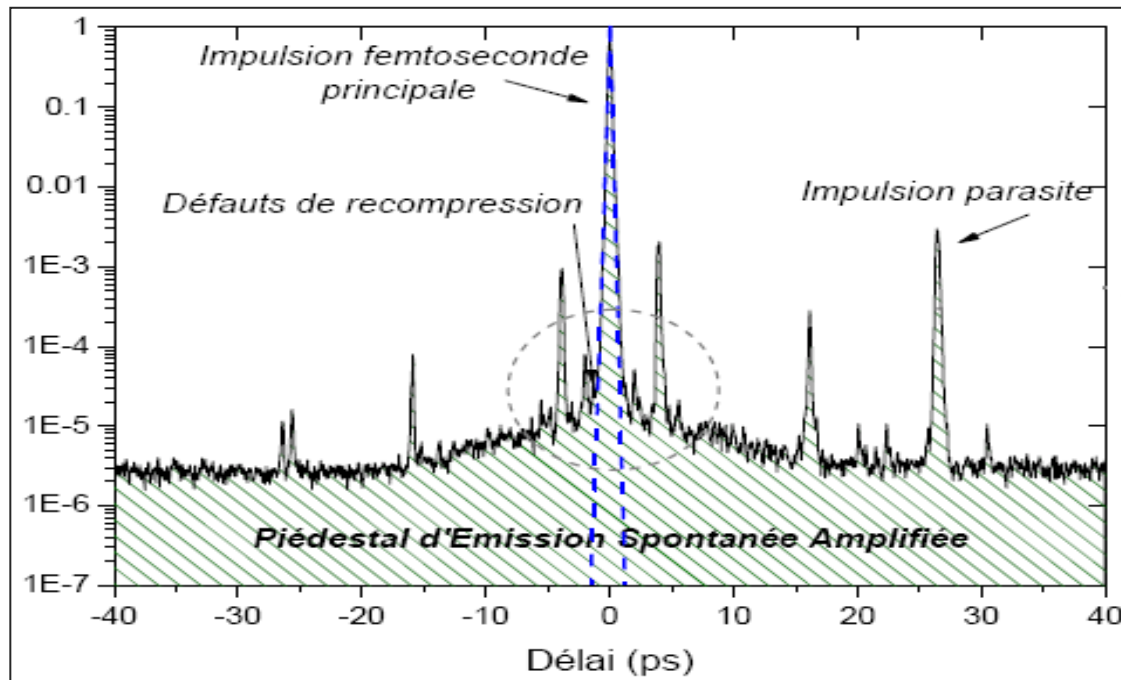


Figure I. 2 : l'allure temporelle d'une impulsion femtoseconde [4].

I.2.3. APPLICATIONS SCIENTIFIQUES ET TECHNOLOGIQUES

Les impulsions ultra-intenses ont ouvert la voie à de nombreuses applications majeures:

- ❖ Accélération des particules à haute énergie [5]
- ❖ Génération d'impulsions attosecondes: permettant d'observer le mouvement des électrons en temps réel.
- ❖ Fusion nucléaire inertielle [6]: initiation de réactions de fusion par compression de cibles de deutérium-tritium.
- ❖ Imagerie haute résolution : amélioration des techniques d'imagerie médicale et scientifique.

I.3. LES IMPULSIONS ULTRA-COURTES

L'impulsion ultra courte elle s'est développée ces dernières années dans le domaine de l'optique moderne. Elles permettant de sonder la matière avec une résolution de l'ordre de femtoseconde, ce qui rend possible l'observation de phénomènes ultrarapides comme le mouvement des électrons ou la rupture de liaisons chimiques. La maîtrise de leur génération et de leur propagation constitue un enjeu fondamental pour de nombreuses applications scientifiques et technologiques [7]. Cette impulsion caractériser par :

- ✓ Durée temporelle extrêmement courte : Généralement entre quelques femtosecondes (10^{-15} s) [4] et attosecondes (10^{-18} s). Permet l'étude de phénomènes transitoires à l'échelle atomique et électronique.
- ✓ Largeur spectrale élevée: Une impulsion très courte dans le temps implique une large bande spectrale selon le principe de Fourier.
- ✓ Haute intensité de crête [8]: Malgré une faible énergie totale (de l'ordre du micro joule ou milli joule), la courte durée provoque une intensité instantanée énorme, souvent supérieure à 10^{13} W/cm², voire plus.
- ✓ Cohérence temporelle et spatiale [2]: Les impulsions générées par CPA sont hautement cohérentes dans le temps et dans l'espace. Ceci est important pour les interférences et la focalisation à haute intensité.
- ✓ Interaction non linéaire forte avec la matière: Ces impulsions peuvent induire : auto-modulation de phase, auto focalisation, génération de super continuum, et harmonique d'ordre élevé.

I.4. COMPARISAN ENTRE L'IMPUSION LASER FEMTOSECONDE ET NANOSECONDE

Lorsque l'on compare les résultats d'usinage de surface avec des impulsions femtosecondes (figure (I.3.a)) et nanosecondes (Figure (I. 3.b)), la zone ablatée est moins nettement délimitée avec les impulsions longues, avec une zone thermiquement affectée autour du trou pouvant être significative (une dizaine de microns) [9].

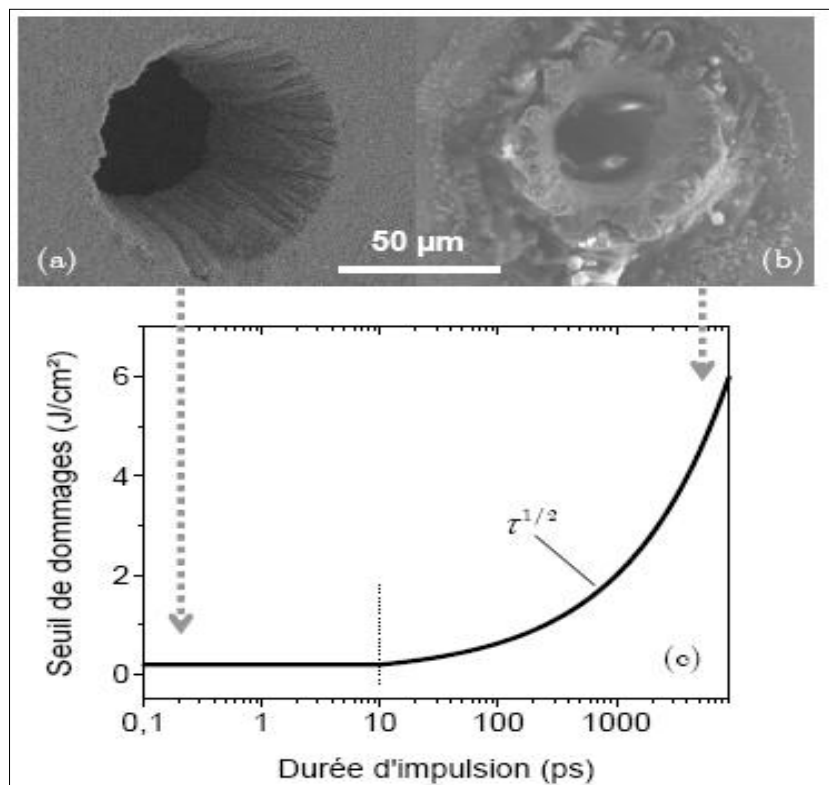


Figure I. 3 : comparaison entre l'impulsion femtoseconde et nanoseconde, (a) 180fs, (b) : 8ns[9].

I.5. EXPLICATION MATHEMATIQUE DE L'IMPULSION LASER

I.5.1. LE CHAMP D'UNE IMPULSION LASER

Le champ électrique de l'impulsion laser oscille a la fréquence ω_0 , donnée par la forme :

$$E(t) = a(t) \exp(-i\omega_0 t) \quad (\text{I. 1})$$

Avec l'enveloppe $a(t)$ sous forme gaussien, la dépendance spatiotemporelle du champ électrique représenté par la figure (I. 4), s'écrit sous la forme :

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \exp(-i\omega_0 t), \quad a(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right) \quad (I. 2)$$

Ou $\tau = \frac{1}{\sigma^2}$ est la durée de l'impulsion

La transformation de fourrier de champ électrique de l'impulsion laser s'écrit :

$$E(\omega) = \int_0^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt \quad (I. 3)$$

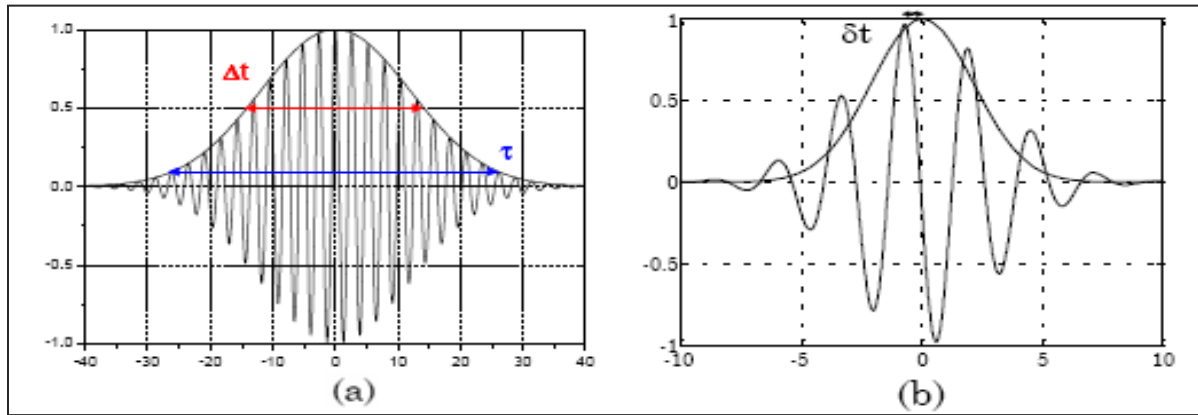


Figure I. 4 : le champ électrique d'une impulsion, (a) : 20fs, (b) : 5fs. [9]

I.5.2. L'INTENSITE D'UNE IMPULSION LASER

Si on considère que l'impulsion sous forme Gaussienne on peut déduire les intensités temporelle et spectrale sous la manière suivante (Figure (I. 5)) [10] :

$$\left. \begin{aligned} I(t) &= I_0 \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] \\ I(\omega) &= 2\pi I_0 \tau^2 \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 \tau^2}{2}\right] \end{aligned} \right\} I_0 = \frac{E_0^2}{2\eta_0} : \text{Intensité crête.} \quad (I. 4)$$

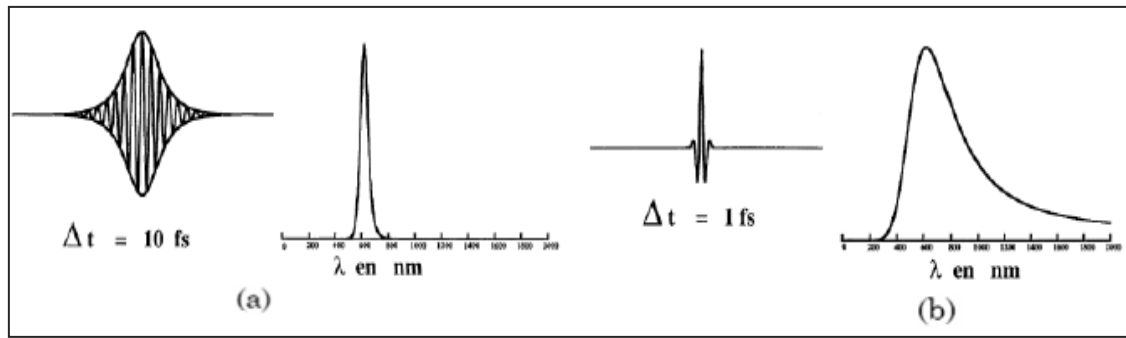


Figure I. 5 : spectre d'une impulsion laser, (a) : 10fs, (b) : 1fs [10] .

I.5.3. L'INTENSITÉ CRÊTE

L'intensité crête est exprimé par W/m^2 , est donnée par l'équation $I = c\epsilon_0 n_0 E_0^2$ et aussi par :

$$I = \frac{E}{\Delta t \cdot S} \quad (I.5)$$

Avec E est l'énergie de l'impulsion laser, Δt est la durée et S est la section du faisceau.

I.5.4. LA DENSITÉ DE L'ENERGIE

Par définition la densité de l'énergie est l'intégrale de l'intensité par rapport au temps, elle exprimer en (J/m^2) [10].

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt \quad (I.6)$$

II. LES PLASMAS

II.1. DEFINITION D'UN PLASMA

Le terme « plasma » a été introduit en 1928 par Langmuir pour désigner le milieu ionisé présent à l'intérieur des tubes à décharge. En général, le plasma est le quatrième état de la matière et est formé par ionisation d'un gaz. Cet environnement est loin d'être artificiel, car environ 99 % de la matière qu'il contient est présente dans cet état. Plus près de nous, des phénomènes tels que la foudre, les aurores boréales, les néons et les écrans de télévision utilisent tous du plasma la phase plasma correspond à l'équilibre thermodynamique, à l'ionisation totale d'un gaz par collisions entre les particules neutre (Figure I. 6) [11].

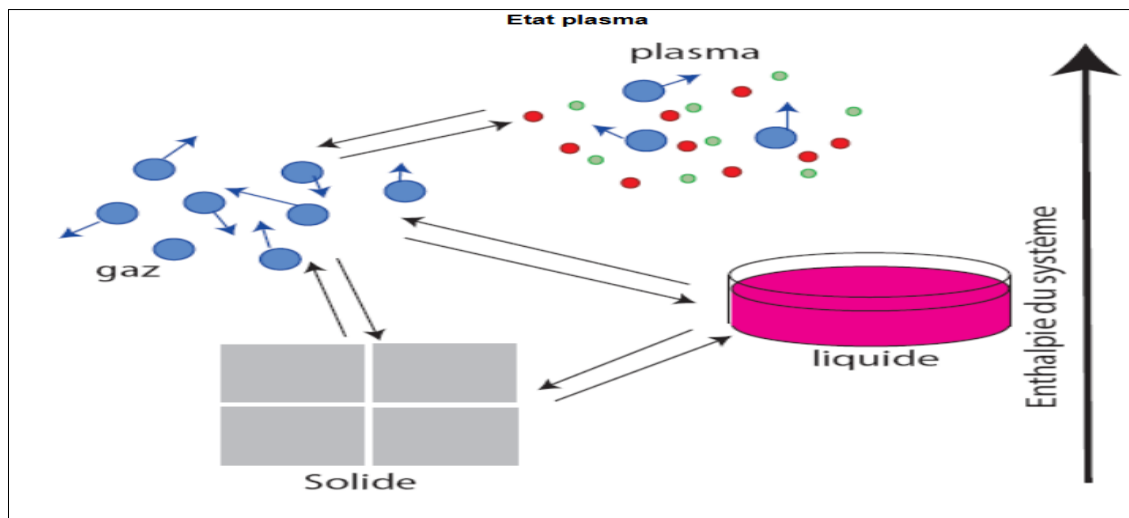


Figure I. 6: Les quatre états de la matière [11].

Les plasmas peuvent aussi être caractérisés par deux paramètres clés : la densité électronique n_e et la température électronique T_e . En réalisant un diagramme dans l'espace (Figure I. 7) :

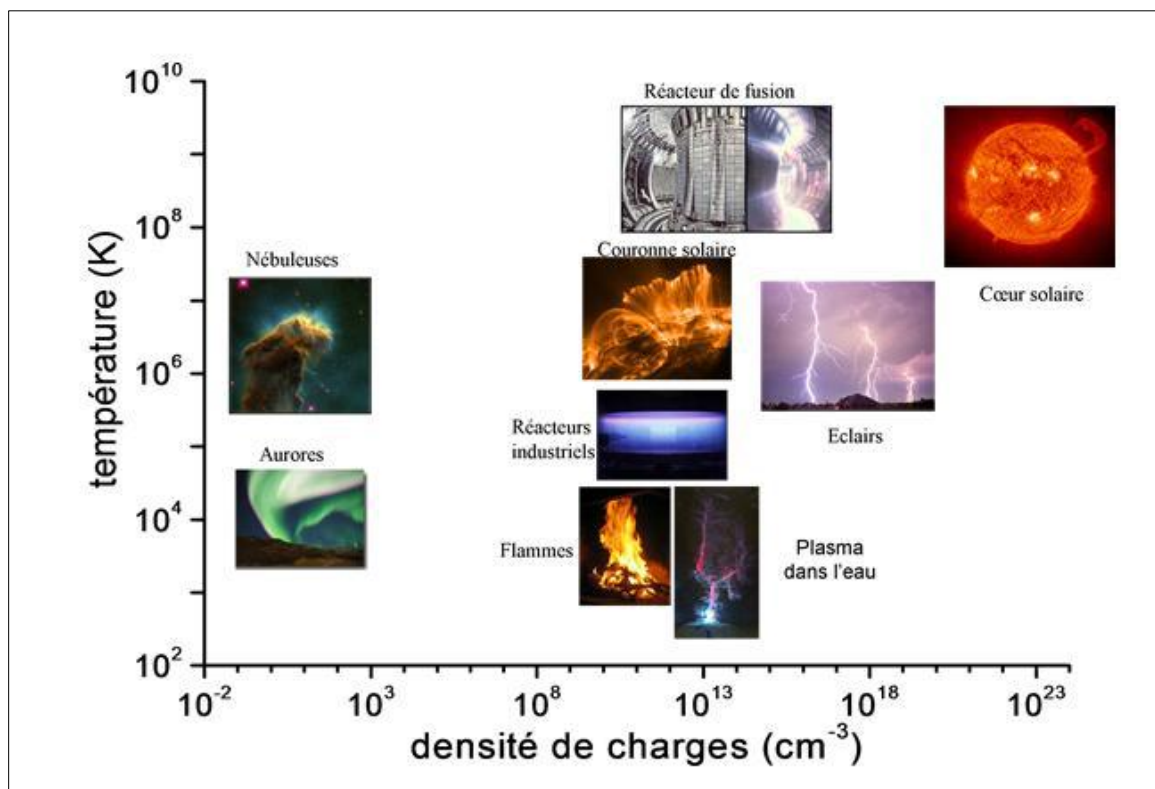


Figure I. 7: diagramme des plasmas dans l'espace $T_e - n_e$.

II.2. TYPES DE PLASMA

Les plasmas peuvent être classés selon plusieurs critères physiques, notamment la température, le degré d'ionisation, la densité, ou encore leur interaction avec les champs électromagnétiques. Cette classification permet d'adapter les modèles théoriques et expérimentaux en fonction du contexte étudié (fusion, astrophysique, interaction laser-plasma, etc.) [12, 13].

a. Selon le degré d'ionisation

- Plasma partiellement ionisé : Contient un mélange de particules neutres et chargées (ex. : décharges électriques, flammes ionisées).
- Plasma totalement ionisé : Tous les atomes sont ionisés (ex. : cœur des étoiles, plasmas de fusion, plasmas de haute énergie créés par laser ultra-intense).

b. Selon la température

- Plasma froid : la température des électrons est élevée ($T_e \sim 1\text{--}10$ eV), mais celle des ions reste faible ($T_i \sim 0.03$ eV). Typique dans les décharges à pression atmosphérique.
- Plasma chaud : Toutes les espèces sont à haute température (ex. : tokamak)

c. Selon la densité électronique

- Plasma sous-dense : la densité électronique est inférieure à la densité critique n_c liée à la fréquence laser.
- Plasma sur-dense : la densité électronique est supérieure à n_c . Typique des plasmas créés à la surface de cibles solides (ex. cuivre) irradiées par laser

d. Selon le régime de collisions

- Plasma collisionnelle: les collisions sont fréquentes, permettant un équilibre thermodynamique local.

- Plasma non collisionnelle : les collisions sont rares, les effets collectifs dominent, surtout dans les plasmas produits par impulsions ultra-courtes.

e. Selon l'origine

- Plasmas naturels: Ex. : ionosphère, vent solaire, étoiles.
- Plasmas artificiels: Ex. : décharges électriques, réacteurs de fusion, interaction laser-matière.

II.3. PROPRIETES DE PLASMA

II.3.1. QUASI-NEUTRALITE

Un plasma est généralement quasi-neutre, avec des densités d'électrons (n_e) et d'ions (n_i) presque égales, ce qui entraîne une charge nette faible à grande échelle. Des déséquilibres peuvent exister à petite échelle, comme dans les couches de Debye [12, 13].

II.3.2. EFFETS COLLECTIFS

Les particules dans un plasma interagissent par des forces de longue portée, donnant lieu à des phénomènes tels que :

- ✓ Ondes de Langmuir ;
- ✓ Instabilités plasmiques (ex. instabilité de Weibel).
- ✓ Blindage électrostatique, décrit par la longueur de Debye [12] :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{n e^2}} \quad (\text{I. 8})$$

Ou λ_D : Longueur de Debye (en mètres), k_B : Constante de Boltzmann, T : Température du plasma (en Kelvin), n : Densité numérique des particules chargées.

II.3.3. INTERACTION AVEC LES CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES

Le plasma réagit fortement aux champs électriques et magnétiques, entraînant des phénomènes tels que :

- ✓ Cyclotron des électrons autour des lignes de champ magnétique.
- ✓ Oscillation plasma à la fréquence suivant [12]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (I.7)$$

Ou ω_p : Fréquence plasma, n_e : Densité numérique des électrons, e : Charge élémentaire, ϵ_0 : Permittivité du vide, m_e : Masse de l'électron.

II.3.4. CONDUCTION ELECTRIQUE

Les électrons libres dans le plasma rendent celui-ci un excellent conducteur d'électricité, permettant la propagation rapide des courants électriques et la génération de champs magnétiques internes

II.3.5. DEGREE D'IONISATION D'UN PLASMA

Si n_0 est la densité des neutres et $n_i = n_e$ la densité des espèces chargées, le degré d'ionisation s'écrit :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_0} \quad (I.9)$$

En général, si $\alpha < 10^{-4}$ le plasma est dit faiblement ionisé. Si $\alpha > 10^{-4}$, le plasma est fortement ionisé (voire totalement si $\alpha = 1$). La dynamique est plus complexe et les collisions entre particules chargées ne sont pas indispensables [12, 13].

III. INTERACTION LASER PLASMA

L'interaction laser – plasma implique plusieurs phénomènes physiques, dans la figure (I.8) nous avons présenté le profil de la densité électrique en fonction de la distance à cible ainsi les phénomènes physiques mis en jeu.

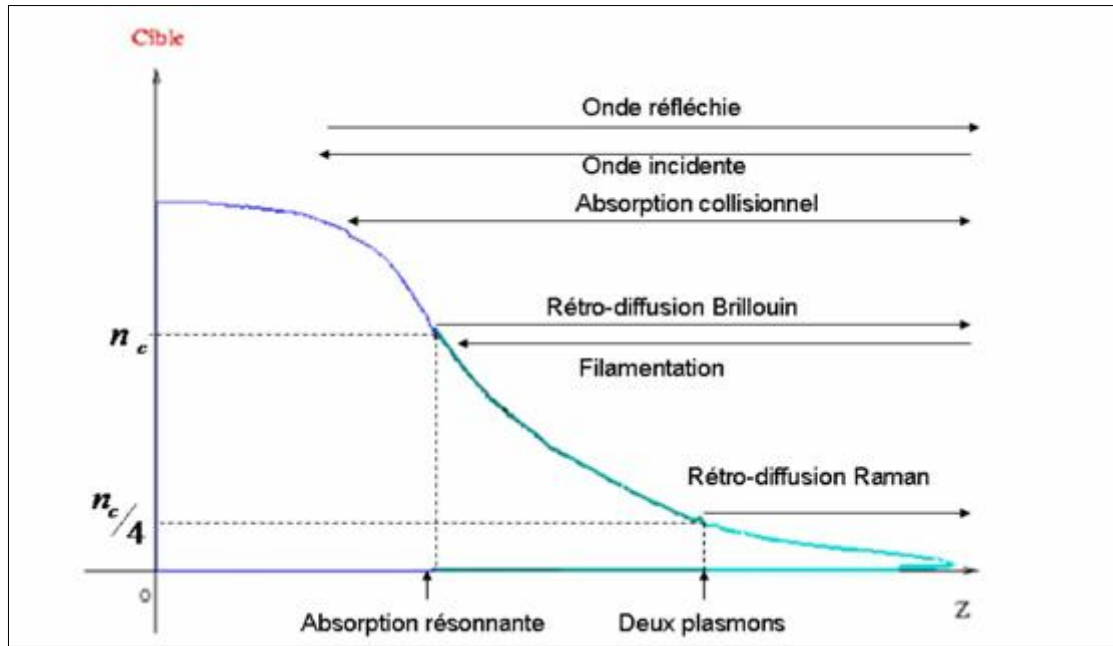


Figure II. 8 : la densité électronique en fonction de la distance a la cible [13].

III.1 : ABSORPTION PAR BREMSSTRAHLUNG INVERSE (ABI)

L'absorption par le phénomène de bremsstrahlung inverse BI ou rayonnements de freinage [14,15], c'est un mécanisme de l'absorption de l'énergie laser, celui correspond à l'absorption de photon (laser) par un électron (plasma) lors d'une collision coulombienne (e-i), le taux d'absorption par BI est donnée par la relation suivante :

$$A_{\text{coll}} = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0}} \quad (\text{I. 10})$$

Où ν_{ei} est la fréquence e-i dans les plasmas s'écrit par [16]:

$$\nu_{ei} = 3.10^{-6} \frac{Z^* n_e \ln \Lambda_{ei}}{T^{3/2}} \quad (\text{I. 11})$$

Où Z^* est le degré d'ionisation, $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme de coulomb, T est la température.

III.2 : AUTOGUIDAGE RELATIVISTE

La modification de la fréquence plasma affecte aussi l'indice de réfraction, les deux valeurs étant directement liées par:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega^2}} \quad (\text{I. 12})$$

Comme le laser à un profil spatial radial (une gaussienne), avec une intensité plus grande dans l'axe, l'indice de réfraction est lui aussi plus grand dans l'axe, ce qui induit une courbure du front d'onde du laser, qui provoque la convergence du laser dans l'axe. Si cet effet est suffisamment fort pour compenser la diffraction, l'impulsion peut se propager de façon colmatée sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh. Ce mécanisme s'appelle *autoguidage relativiste*, et il requiert une puissance plus grande que la puissance critique [17].

III.3. L'ÉPAISSEUR DE PEAU

Cette épaisseur est au-delà de la densité critique et montre la distance sur laquelle le laser pénètre dans le plasma sur-critique:

$$L_{\text{peau}} = \frac{c}{\omega_{\text{pe}}} \quad (\text{I. 13})$$

Elle vaut ~ 10 nm. Comme la densité critique se trouve spatialement très proche de la densité du solide, on peut considérer que le laser se couple directement avec les particules du solide.

III.4. GENERATION DES CHAMPS MAGNIQUES

Des champs magnétiques intenses (de l'ordre du méga-gauss) peuvent être générés par l'instabilité de Weibel [18] et par des effets thermoélectriques [19]. Ces champs magnétiques sont néfastes dans les expériences de la fusion inertielle car ils inhibent le transport thermique et créent des structures en filaments qui peuvent entraver notamment la compression isotrope de la cible.

III.5. FORCE PONDEROMOTRICE RELATIVISTE

La force pondéromotrice est donnée par la forme suivante :

$$F_p = \frac{e^2}{\omega^2 4m_e} \quad (\text{I. 14})$$

Où I est l'intensité du laser, représente la force moyenne exercée sur un électron oscillant dans un champ électromagnétique non uniforme. Dans le régime relativiste, l'expression de cette force doit être corrigée en tenant compte de la variation de la masse effective de l'électron avec l'intensité du laser. La force pondéromotrice relativiste est responsable de l'expulsion des électrons des régions de haute intensité laser, jouant un rôle crucial dans la formation des canaux relativistes et l'accélération d'ions [20].

III.6. ACCELERATION DES PARTICULES

L'une des applications les plus prometteuses des interactions laser-plasma est l'accélération des particules. Lorsqu'un faisceau laser intense interagit avec un plasma, il peut transférer de l'énergie aux électrons dans le plasma, provoquant une accélération de ces derniers à des vitesses relativistes. Ce processus est à la base de l'accélération laser-plasma, qui permet d'obtenir des faisceaux de particules à haute énergie en utilisant des lasers puissants dans des dispositifs compacts. L'accélération de particules à l'aide de lasers plasma ouvre la voie à des applications telles que la médecine (radiothérapie), les recherches sur la matière noire et les collisions de haute énergie dans les accélérateurs de particules. Les champs électriques intenses et les ondes de sillage générées par l'interaction d'un laser relativiste avec un plasma peuvent accélérer les électrons et les ions à des énergies extrêmement élevées, atteignant potentiellement des GeV sur des distances micrométriques ou millimétriques. Les mécanismes d'accélération incluent l'accélération directe par le champ laser, l'accélération par onde de sillage plasma, et l'accélération par instabilités plasma [21,22].

CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons pressante dans le premier partie les principaux phénomènes du laser surtout la génération de l'impulsion laser ultra courte et ultra intense par la technique de CPA (Chirped Pulse Amplification) et leur caractéristiques, dans le deuxième chapitre nous

avons présentée les plasmas et son phénomènes de création, types des plasmas,...etc, dans le troisième paragraphe nous présentons quelque phénomènes d'interaction entre les lasers et les plasmas tels que le bremsstrahlung inverse, l'aoufocalisation, génération des champs magnétiques,...etc enfin une conclusion résumera le chapitre

Chapitre 2:

**Propagation non linéaire d'une
impulsion laser ultra courte et
ultra intense dans un plasma
limité par des parois métallique**

INTRODUCTION

Le problème technologique posé est que ce type d'impulsion laser ne peut garder d'intensité suffisante que sur des faibles distances [23,24]. C'est-à-dire nécessite le guidage de l'impulsion laser ultra courte et ultra intense (ILUCUI) dans des capillaires. Cependant, cette guide d'ILUCUI à des distances de plusieurs longueurs de Rayleigh fait à son tour un grand axe de recherche depuis le développement de la dernière génération de lasers accessibles pour produire ce type d'impulsions [25,26] et il a été intensivement étudié dans littérature dans les dernières années [27]. Plusieurs modèles théoriques sont proposés et plusieurs expériences sont réalisées dans de grands laboratoires. Tous ces travaux montrent la possibilité de guider ce type d'impulsions à des distances de quelques centimètres dans les canaux de plasma [28] et dans les guides d'onde [27,29]. Dans la référence [29], N. E. Andreev et ces collaborateurs montrent la possibilité de guider, grâce à un travail analytique et une simulation numérique, une impulsion laser UCUI dans un guide d'onde métallique de géométrie plane à des distances de quelques centimètres. Dans cette étude les effets non linéaires dus à la dissipation par effet joule dans les parois métalliques sont tenu en considération, Il a été démontré la déformation de l'enveloppe temporelle de ILUCUI qui supposé initialement Gaussienne. Nous nous sommes intéressés dans l'étude présentée dans ce chapitre à la propagation non linéaire d'une ILUCUI dans un canal de plasma limité par des parois métalliques de cuivre et d'Aluminium. Les effets physique mises en jeu dans ce travail sont l'absorption collisionnelle ABI, la dissipation par effet joule et l'effet de peau. Le chapitre est organisé comme suit paragraphe 1et 2, nous avons présenté les équations de base utilisées que sont: nous avons présenté l'équation de variation de l'intensité laser et l'équation de chaleur dans les deux premiers paragraphes. Dans le paragraphe 3. Nous avons présenté les résultats numériques de notre

modèle. Enfin, nous avons terminé ce chapitre par une conclusion et interprétation des résultats obtenus.

I. EQUATION DE VARIATION DE L'INTENSITE LASER

La géométrie du problème est celle décrite comme suit, on considère une impulsion laser ultra courte et ultra intense propagent dans un canal des plasmas limité par des parois métalliques de cuivre dans le premier cas et d'un aluminium dans le deuxième, selon la direction axial de $\hat{z}$; le canal supposée dans la direction transversale de $\hat{y}$. Les deux parois métalliques planes et parallèles, considérés infinis. Les parois sont distantes de $2a$ et le plasma occupe l'espace limité par $y > a$. Le choix de cette géométrie facilite le traitement analytique et numérique du problème sans influence sur l'aspect physique des phénomènes mis en jeu dans cette étude. Les équations de base utilisée dans ce travail sont : l'équation de variation de l'intensité et l'équation de chaleur.

QUELQUES APPROXIMATIONS SONT UTILISEES.

- Il s'agit de l'approximation d'un plasma préformé qui consiste à considérer que le pic d'impulsion laser est largement supérieur au seuil d'intensité nécessaire pour l'ionisation par effet tunnel.
- L'approximation d'une impulsion laser ultracourte qui consiste à considérer que la largeur de peau, δ , est suffisamment supérieur à la longueur de diffusion thermique $L_D \sim \sqrt{\tau_L}$, dans les parois métallique : $\delta / L_D, >> 1$. Ceci revient à dire que l'énergie laser dissipée par effet joule reste bloquée dans la peau de la paroi métallique.

Le point de départ est les équations de Maxwell, s'écrivant comme suit :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II. 1})$$

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II. 2})$$

Ou

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \text{ et } \vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{II. 3})$$

Le champ électrique de l'ILUCUI donnée par la forme suivante :

$$\vec{E}(t, z, y) = \vec{E}_0(t, z, y) \exp(-i\omega t = ikz) \quad (\text{II. 4})$$

Avec $\vec{E}_0(t, z, y)$ est l'amplitude du champ laser

On utilise le champ électrique et le couplage entre les équations de Maxwell, Après un développement de calcul, l'équation de l'amplitude suivante est obtenue :

$$2i\omega \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial z} \right) E_0(t, z, y) + (\omega^2 \varepsilon - k^2 C^2) E_0(t, y, z) = 0 \quad (\text{II. 5})$$

Ou: ($V_g = kc^2/\omega$) est la vitesse de groupe dans le plasma, ε est la constante diélectrique.

Avec ε est calculé en tenant compte de l'absorption par bremsstrahlung inverse soit :

$$\varepsilon^p = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - i \frac{v_e}{\omega} \right) \right) \quad (\text{II. 6})$$

Ou ω_p est la fréquence du plasma, v_e est la fréquence de collision et ω la pulsation de l'onde laser.

Dans les parois métalliques, le constant diélectrique est donné par le modèle de Drude Sommerfeld [30] :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_e)} \quad (\text{II. 7})$$

Ou ω_p et ν_e sont respectivement la fréquence plasma du gaz d'électrons dans le métal et la fréquence de collisions des électrons. ν_c est donnée par :

$$\nu_c = \nu_0 \left(1 + \frac{T_e^2}{T_F T_{lat}} \right) \quad (\text{II. 8})$$

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

Où

T_e : température électronique, T_F : température de fermi, T_{lat} : la température du réseau ionique.

A partir de l'équation la variation de l'intensité laser, en tenant compte de l'absorption par l'ionisation de champ (BI), des pertes de l'énergie s'expriment par l'équation suivante:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial z}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} |E_0(t, Z, y)|^2 dy = -\omega \int_{\alpha}^{+\infty} \varepsilon_i |E_0(t, Z, y)| dy \quad (\text{II. 9})$$

L'amplitude du champ laser oriente selon la direction $\hat{x}$ s'exprimer par la forme suivante :

$$E_x = E_0(z - v_g t, z) Y_n(y) \quad (\text{II. 10})$$

Où la fonction $Y_n(y)$ est donne dans le cas des modes symétries par :

$$Y_n(y) = \begin{cases} \cos(k_{\perp}^n y) \dots \dots \dots |y| \leq \alpha \\ b \exp(-k(|y| - \alpha)) \dots \dots \dots |y| > \alpha \end{cases} \quad (\text{II. 11})$$

Avec $k = \sqrt{k^2 - (\omega/c^2)\varepsilon}$, $b = \cos(k_{\perp}^n a)$, $kb = K_{\perp}^n \sin(k_{\perp}^n a)$ et

$$K_{\perp}^n \cong \frac{\pi}{2a} \left(1 - \frac{1}{ka}\right) (1 + 2n).$$

Avec $K_{\perp}^n$: représente le vecteur d'onde transversale ou, $\tan(k_{\perp}^n a) = \frac{k}{k_{\perp}^n}$

En tenant compte la structure transversale, après quelque manipulation mathématique l'équation de variation de l'intensité se présente comme suit :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial z}\right) |E_0(t, Z, y)|^2 & \left\{ \int_0^{+a} \cos^2(k_{\perp}^n y) dy + |b|^2 \int_0^{+\infty} e^{-2k_r(y-a)} dy \right\} \\ & = -\omega |E_0(t, Z)|^2 \left\{ \varepsilon_i^p \int_0^{+a} \cos^2(k_{\perp}^n y) dy + |b|^2 \int_a^{+\infty} \varepsilon_i^m e^{-k_i(y-a)} dy \right\} \quad (\text{II. 12}) \end{aligned}$$

Signification des termes de cette équation (II.12)

✓ Le terme de gauche

- Le premier terme correspond la variation de l'intensité laser dans le canal du plasma
- Le 2^{ème} terme correspond la variation de l'intensité laser propagent dans la peau du métal

✓ Le terme de droite :

- Le premier terme correspond l'intensité laser absorbée par Bremsstrahlung inverse ABI dans le plasma $|y| \leq \alpha$
- Le second terme correspond l'intensité laser dissipée par effet joule dans les parois métalliques $|y| > \alpha$ [31].

Pour une meilleure commodité d'analyse, on adopte le référentiel associé à l'impulsion laser, ou la coordonnée temporelle $\xi = z - V_g t$, et sa coordonnée spatiale z . dans ce système, l'équation précédente devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} |E_0(\xi, Z)|^2 & \left\{ \int_0^{+\infty} (\cos^2(k_{\perp}^n y) dy + |b|^2 e^{-2k_r(y-a)} dy) \right\} \\ & = -\frac{\omega}{V_g} |E_0(\xi, Z)|^2 \left\{ \varepsilon_i^p \int_0^{+a} \cos^2(k_{\perp}^n y) dy + |b|^2 \int_a^{+\infty} \varepsilon_i^m e^{-k_i(y-a)} dy \right\} \quad (\text{II. 13}) \end{aligned}$$

Avec

- K_r : la partie réelle de k . $y = \pm a$ et ou centre de guide $y = 0$.
- $b = \left| \frac{E_w}{E_0} \right| = \frac{\pi (2n+1)}{2 |k|a}$, ou E_w et E_0 sont l'intensité aux parois.

II. EQUATION DE CHALEUR

L'équation de chaleur permet de décrire la variation spatiotemporelle de la température au sein des parois métallique du guide. Entant donnée que la larguer de peau est suffisamment

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

plus grand de la diffusion thermique, $L_D \sim \sqrt{\tau_L}$, dans le métal, $\delta/L_D \gg 1$, dans le cas des impulsion ultracourte ($<1\text{ps}$). Dans cette équation en néglige le terme de transport et de considérer que l'énergie dissipée par effet joule reste bloquée dans la peau du métal. Par conséquent l'évolution de température est donnée par l'équation suivante [29]:

$$G(\xi, y, z) = \rho \cdot \exp\left(-2 \frac{\omega_p}{c} (y - \alpha)\right) \int_{\xi}^{\infty} I(\xi, z) d\xi \quad (\text{II. 14})$$

$$\text{Ou } (\xi, y, z) = \ln \left[1 + \frac{T_e^2}{T_F T_{lat}} \right], \quad I = \frac{|E_0|^2}{c \epsilon_0} \quad \rho = \frac{4}{\pi^3} \frac{r_0 \lambda^2}{c T_{lat}} \frac{V_0}{c} \left| \frac{E_W}{E_0} \right|^2 \text{ et } r_0 = \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e}$$

Dans la suite on considère que l'intensité de l'impulsion laser sous forme Gaussienne est donnée par la manière suivante:

$$I(\xi) = I_0 \exp\left(-4 \ln 2 \frac{\xi^2}{c^2 \tau^2}\right) \quad (\text{II. 15})$$

Avec $\xi = z - V_g t$, τ est la durée de l'impulsion laser.

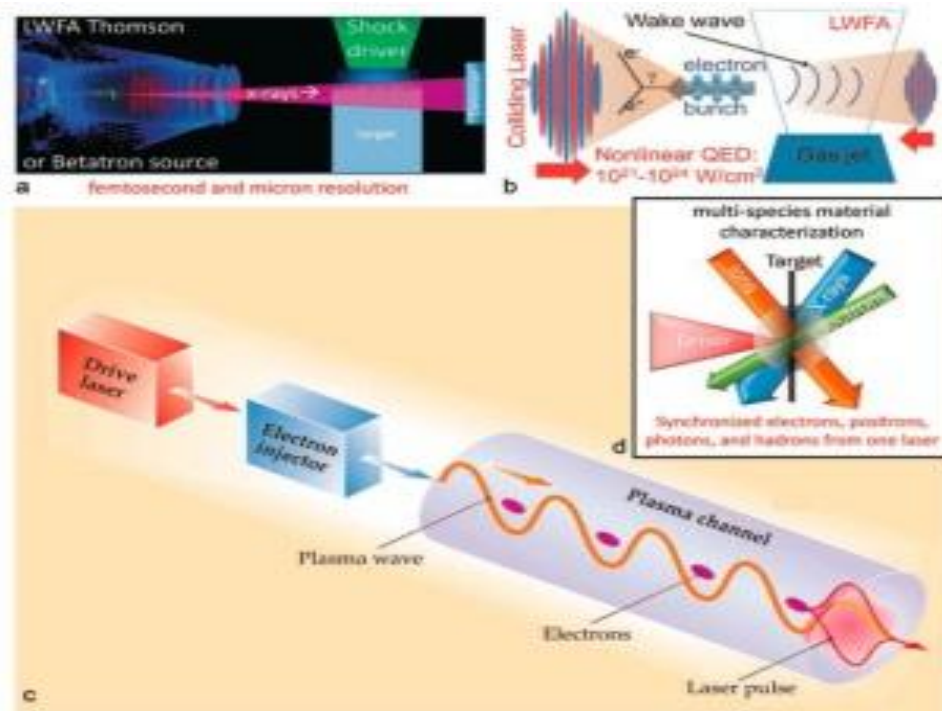


Figure II. 1 : Applications of laser-plasma interactions (LPIs) produced X rays.

III. RESULTATS ET DISCUSSION

Les deux équations couplées (II.13) et (II.14) permettent de décrire l'évolution spatiotemporelle d'une ILUCUI se propagent dans le canal plasma limité par des parois métalliques. Le traitement numérique de cette équation montre que le plasma contribue à l'atténuation de l'impulsion laser et son effet devient faible par rapport à l'effet des parois métallique pour des faibles densités et pour les impulsions relativement intenses et vis versa. Par exemple, dans le ca de l'intensité $I \approx 10^{15} W/cm^2$ et la densité de plasma $n < 10^{17} cm^{-3}$ a un effet négligeable. Dans notre modèle, ou le plasma est supposé préformer, l'absorption par BI dans les plasmas ne contribue pas a la déformation de l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser. Des applications numériques correspondantes aux paramètres typiques du laser et du plasma et de la paroi métallique de cuivre et de l'aluminium ont été faites. Nous avons présenté sur les figures l'enveloppe temporelle de l'impulsion laser pour un parcours, $z = 0, 5$ et 10 cm.

III.1. GUIDE METALLIQUE DE CUIVRE

Pour le guide métallique de cuivre, l'intensité sur l'axe normalisée $I_{max(z)}/I_0$, et la température électronique maximale $T_{e,max}$ atteinte sur la paroi en fonction de la distance de propagation sont présentée dans les figures (II.1) et (II.2) ; le résultat théorique linéaire aussi présentée par une ligne bleu pointillée courte dans la figure (II.1). Il est évident que l'échauffement des parois du guide d'ondes entraîne une dissipation accrue de l'impulsion laser par rapport au régime linéaire. La température maximale des parois diminue avec la distance, l'intensité de l'impulsion diminuant en raison de l'absorption dans les parois.

La figure suivant (II.2) illustre l'effet du raccourcissement l'impulsion laser dû à l'échauffement de la paroi, Pour vérifier que la formation de plasma sur la paroi métallique peut être écartée, le flux laser absorbé sur la paroi métallique doit être inférieur au flux pour

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

lequel l'ablation et l'ionisation ont lieu pour le cuivre, ce flux a été mesuré de l'ordre de $4 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

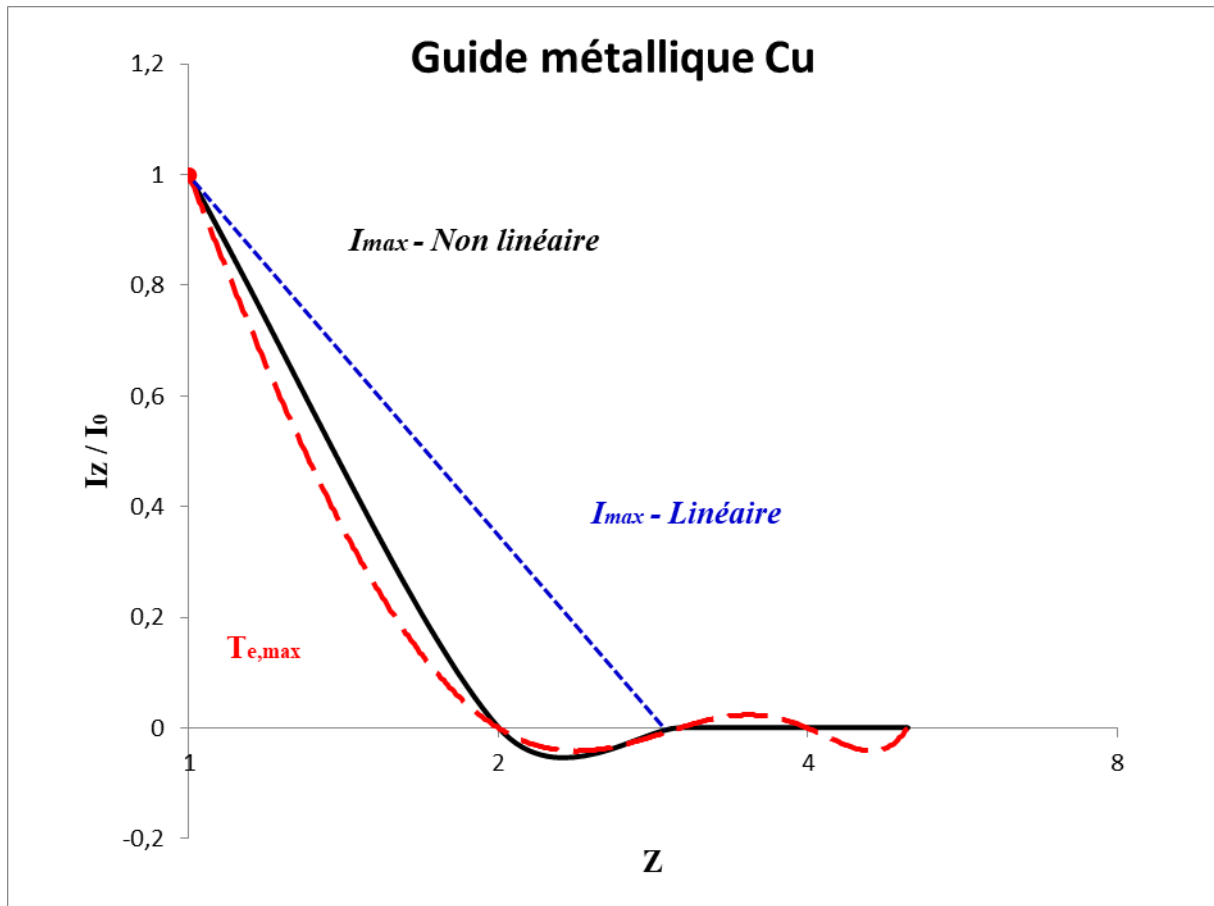


Figure II. 2 : l'intensité de l'impulsion laser en fonction de z , pour les paramètres physique suivant :

Laser : $\tau = 40 \text{ fs}$ (courbe en pointillait) et $\tau = 20 \text{ fs}$ (courbe en trait plein)

Guide métallique: 8 eV , $\alpha = 10 \text{ } \mu\text{m}$, $\omega_L = 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $I_0 = 4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ et $\lambda_L = 0.8 \text{ } \mu\text{m}$

Plasma : $T = 100 \text{ eV}$ et $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

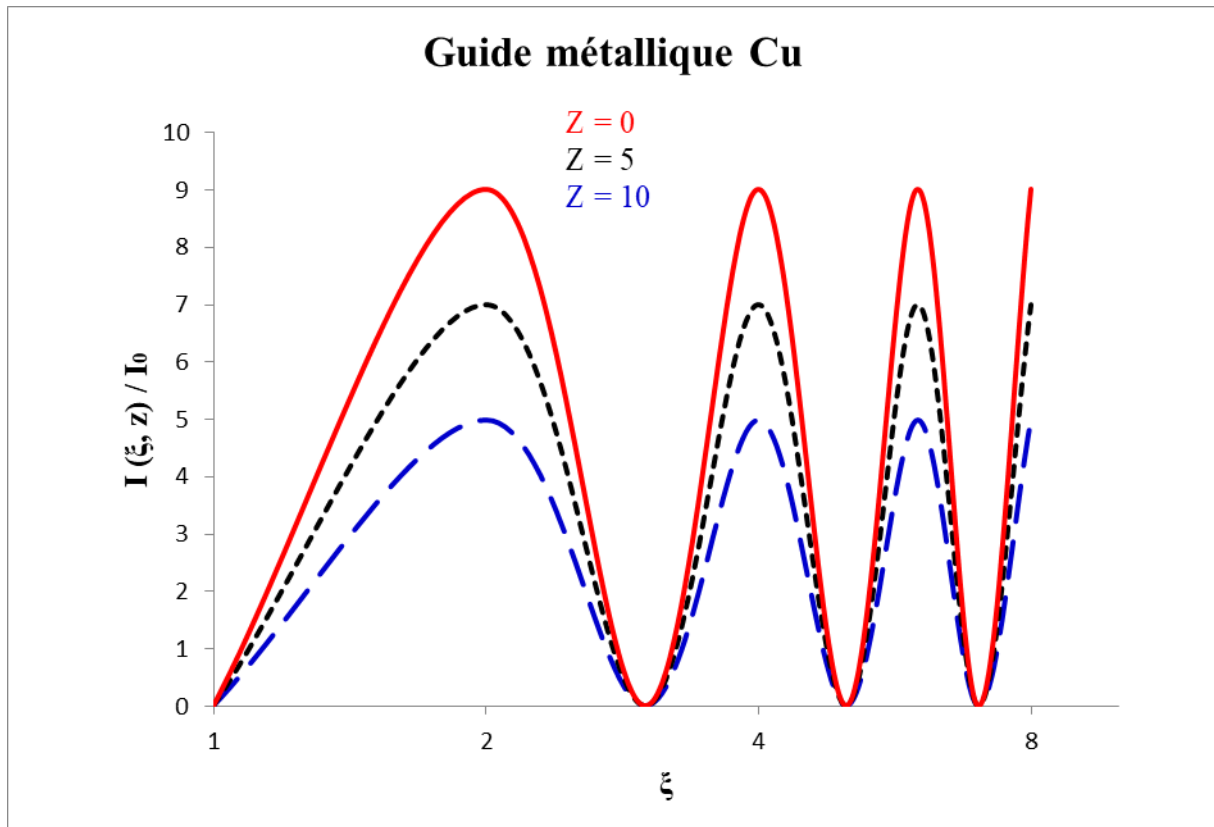


Figure II. 3 : l'intensité de l'impulsion laser en fonction de ξ , pour les paramètres physique suivant :

Laser: Guide métallique : 8eV, $\alpha=10 \mu\text{m}$, $\omega_L= 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$

$I_0= 4 \times 10^{15} \text{ W/ cm}^2$ et $\tau= 40 \text{ fs}$, $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$

Plasma: $T = 100 \text{ eV}$ et $n_e= 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

III.2. GUIDE METALLIQUE D'ALUMINIUM

De même méthode pour le guide métallique d'aluminium, La figure (II.3) montre l'intensité sur l'axe normalisée $I_{max(z)}/I_0$, et la température électronique maximale $T_{e,max}$ atteinte sur la paroi en fonction de même distance de propagation sont présentée dans les figures (II.3) et (II.4), Le résultat de la théorie linéaire est également représenté par une ligne bleu pointillée courte. Il est évident que l'échauffement des parois du guide d'ondes entraîne une dissipation accrue de l'impulsion laser par rapport au régime linéaire avec décroissance lentement variable par rapport au cuivre. La température maximale des parois diminue avec la distance, l'intensité de l'impulsion diminuant en raison de l'absorption dans les parois.

Dans ce cas, les paramètres étaient dans les figures et l'intensité maximale de l'impulsion laser initiale était de 4×10^{15} W/cm². Concernant la formation de plasma, en utilisant les mêmes arguments, on constate que le flux absorbé à la paroi en aluminium est inférieur à 4×10^{11} W/cm², bien en deçà du seuil de formation de plasma.

En raison de la fréquence de collision électron-phonon (ν_0) plus élevée dans l'aluminium, l'absorption de ILUCUI est supérieur a celle du guide de cuivre et se rapproche du régime linéaire. Par conséquent, l'effet de raccourcissement de l'impulsion n'est pas aussi prononcé (comparaison entre figure (II.2) et la figure (II.4)).

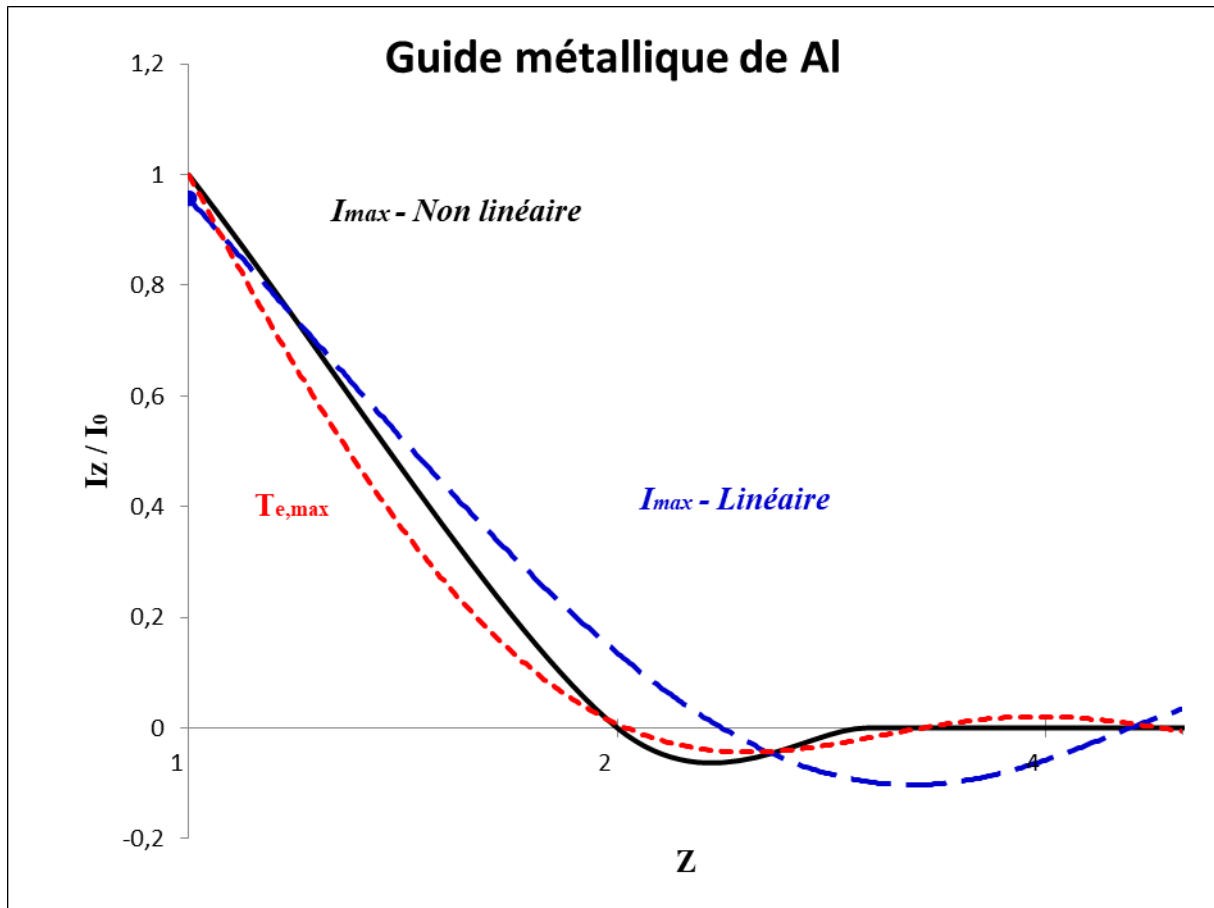


Figure II. 4 : l'intensité de l'impulsion laser en fonction de z , pour les paramètres physique suivant :

Laser : $\tau = 40$ fs (courbe en pointillait) et $\tau = 20$ fs (courbe en trait plein)

Guide métallique: 8 eV, $\alpha = 10 \mu\text{m}$, $\omega_L = 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $I_0 = 4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ et $\lambda_L = 0,8 \mu\text{m}$

Plasma : $T = 100$ eV et $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

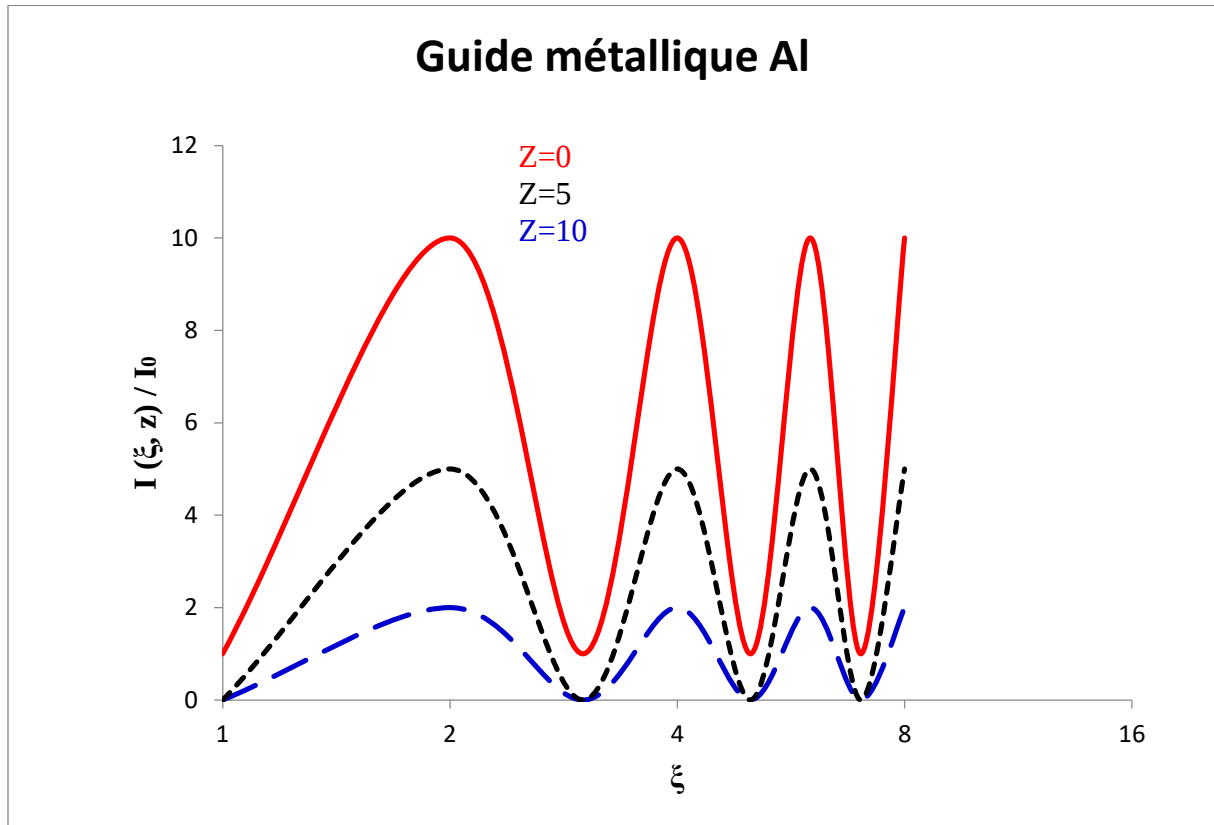


Figure II. 5 : l'intensité de l'impulsion laser en fonction de ξ , pour les paramètres physique suivant :

Laser : Guide métallique : 8eV, $\alpha=10 \mu\text{m}$, $\omega_L= 3 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$

$I_0= 4 \times 10^{15} \text{ W/ cm}^2$ et $\tau= 40 \text{ f s}$ $\lambda_L = 0.8 \mu\text{m}$ laser:

Plasma : $T = 100 \text{ eV}$ et $n= 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

La propagation d'une ILUCUI dans un canal des plasmas et brève dans guide métallique creux s'accompagne d'un échauffement des parois métalliques. Si la température des électrons des parois augmente substantiellement pendant la durée de ILUCUI, les propriétés des parois sont modifiées et cet effet non linéaire modifie les conditions de propagation de l'impulsion, nous avons étudié l'effet de peau haute fréquence lorsque non linéaire sont due aux variations de la collision des électrons dans un guide d'ondes métallique, modifiant ainsi la dissipation par effet joule de l'énergie de l'impulsion laser dans les parois métalliques.

L'analyse analytique et numérique de ces équations montre que l'échauffement des parois se traduit par deux points.

- Premièrement, l'atténuation de l'impulsion laser intense augmente par rapport au régime linéaire, ce qui est valable pour les impulsions laser faibles.
- Deuxièmement, la forme temporelle de ILUCUI est modifiée au cours de sa propagation dans ce canal.

Pour certains métaux tels que le plomb et pour le magnésium [29], la condition de la libre parcours moyen est inférieure par rapport à l'épaisseur de peau ; est remplie à température ambiante ; mais pour les métaux tels que le cuivre et l'aluminium, cette exigence de libre parcours moyen des électrons suffisamment faible. Le calcul numérique montre que pour des intensités laser de l'ordre de 10^{15}W/cm^2 , les plasmas ont un effet négligeable, On constate que la longueur de propagation devient plus importante en déclinant la largeur de l'impulsion.

IV. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté un modèle simple permet d'écrire la propagation d'une ILUCUI dans un canal du plasma limité par des parois métallique. Ce modèle tient compte de l'absorption par Bremsstrahlung inverse, de l'effet joule et de l'effet de peau. Les modes

Chapitre 2 : Propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense dans un plasma limité par des parois métallique

étudier dans ce travail sont les modes TE. Ces modes présentent un Effet de peau relativement important par rapport aux modes TM étudiés dans la Littérature. Il a été démontré, par la résolution numérique d'équations de modèle, l'atténuation de l'impulsion par l'absorption collisionnelle ABI dans le plasma et par effet joule dans les parois du guide métallique. Il a été démontré également que le plasma n'a pas d'influence sur la déformation de l'enveloppe temporelle d'ILUCUI sauf si on tient compte d'ABI non linéaire.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Dans cette mémoire nous avons présentée une méthode plus simple qui d'écrire la propagation non linéaire d'une impulsion laser ultra courte et ultra intense (ILUCUI) dans un canal du plasma limité par des parois métalliques de cuivre et d'aluminium, pour cela nous avons considéré que le milieu plasma d'une densité électronique de l'ordre de 10^{19}cm^{-3} , et l'impulsion laser (20 fs et 40 fs), les parois métalliques à des distances $2a$ et le milieu plasma occupe l'espace $y > a$, ce choix de la géométrie du système de couplage onde laser et plasma facilite le traitement analytique et numérique du problème qu'il pose, à partir de ces considérations nous calculons la variation de l'intensité laser par le couplage entre les équations de Maxwell avec l'équation du champ électrique de l'impulsion laser et l'équation de chaleur en tenant compte des effets non linéaires ; l'absorption par Bremsstrahlung inverse ABI, effet de peau et effet joule. Les résultats obtenus dans ce travail est que l'atténuation de l'impulsion laser intense augmente par rapport au régime linéaire, ce qui est valable pour les impulsions laser faibles. On constate que la longueur de propagation devient plus importante en déclinant la largeur de l'impulsion. Plusieurs travaux sont possibles dans ce domaine pour obtenir un bon résultat de propagation entre ILUCUI dans le plasma, tels que l'absorption par BI non linéaire, le plasma relativiste, et le choix des parois métalliques, enfin avec l'événement du laser haute puissance tous les travaux sont possibles.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TH. Maiman, Nature 187:493 (1960).
- [2] G. Mourou, Appl. Phys. B65, 205-211 (1997).
- [3] Pierre. Raybaut, thèse de doctorat, université parix XI, UFR scientifique d'ORSAY (2003)
- [4] Aurélie Jullien, thèse de doctorat, école polytechnique (2006)
- [5] Fritzler S, Malka V, et all. Appl. Phys. Lett. 83:3039 (2003).
- [6] F. Floux, and all, Phys. Rev. A 1, 821-824 (1970).
- [7] C. Le Blanc, G. Grillon, et all, Opt. Lett. 18:140-142(1993).
- [8] V. Yanovsky, V. Chvykov, et. all, Optics Express 16:2109 (2008).
- [9] B. Rethfeld, K. Sokolowski-tinten, et all, Appl. Phys. A 79, 767–769 (2004).
- [10] S.S. Mao, F. Quérés, et all. Appl. Phys. A 79, 1695–1709 (2004).
- [11] J.M. Rax. Physique des plasmas - Cours et applications : Cours et applications. Physique. Dunod, 9, 16 (2005)
- [12] F.F. Chen. Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Number vol.1, Springer, 2006.
- [13] J.A. Bittencourt. Fundamentals of Plasma Physics. Springer, 2004.
- [14] T. W. Johnston and J. Dawson, Phys. Fluids 16, 722 (1973).
- [15] W. Rozmus, and all, Phys. Plasmas 3, 360-367 (1996).
- [16] W. L. Kruer, The physics of laser plasma interactions, Addison-Wesley, New York (1988).
- [17] C. E. Max and J. Arons, Phys. Rev. Lett. 33, 209-212 (1974).
- [18] E. S. Weibel , Phys. Rev. Lett. 2, 83 (1959).
- [19] C. E. Max, Physics of the coronal plasma in laser target, Handbook of Plasma Physic (1984).

- [20] S. Eliezer, The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas. Institute of Physics Publishing, London (2002)
- [21] J. Fuchs; Thèse de HDR (LULI UMR 7605 CNRS-CEA-École Polytechnique-Université Paris VI, Palaiseau. (2007)
- [22] J Fuchs, Y Sentoku, E d'Humières & e. all. Physics of Plasmas 14(5): 053105 (2007).
- [23] E. Esarey et all, IEEE Trans. PS, 24, 252 (1996).
- [24] N. E. Andreev and L. M. Gorbunov, Phys. Usp. 42, 49 (1999).
- [25] D. D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun, 56, 219 (1985).
- [26] P. Maine et all, IEEE, J. Quantum Electron. QE-24, 398 (1988).
- [27] S. Jackel et all, Optics lett., 20, 1086 (1995).
- [28] C. G. Durffe III and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. 71, 2407 (1993).
- [29] N. E. Andreev et all. Phys. Rev. E, 64, 016404 (2001).
- [30] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, Solid state physics (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976).
- [31] W. Rozums et all, Phys. Plasmas 3, 360 (1993).

Résumé:

Ce mémoire porte sur l'étude de la propagation d'une impulsion laser ultra-courte et ultra-intense (ILUCUI) dans un plasma, un domaine de recherche en plein essor en raison de ses applications prometteuses dans les accélérateurs de particules, la fusion inertielle et les réactions nucléaires induites. L'objectif principal est d'analyser le comportement non linéaire de ces impulsions lorsqu'elles interagissent avec un plasma confiné entre des parois métalliques (cuivre et aluminium). Pour ce faire, un modèle simplifié basé sur l'équation de variation de l'intensité laser et l'équation de la chaleur a été développé. Le travail inclut également une présentation des fondements théoriques du laser, de la technique CPA (Chirped Pulse Amplification), ainsi que des propriétés du plasma et des mécanismes fondamentaux de l'interaction laser-plasma. Les résultats obtenus permettent de mieux comprendre les phénomènes physiques complexes associés à ce type de propagation et ouvrent la voie à de futures recherches expérimentales et technologiques.

Mots-clés: laser-plasma-interaction - impulsion-parois métalliques propagation.

Abstract:

This thesis focuses on the study of the propagation of an ultra-short and ultra-intense laser pulse (USUIPL) in a plasma—an emerging field of research due to its promising applications in particle accelerators, inertial fusion, and laser-induced nuclear reactions. The main objective is to analyse the nonlinear behavior of such pulses when interacting with plasma confined between metallic walls (copper and aluminum). To this end, a simplified model based on the laser intensity variation equation and the heat equation has been developed. The work also includes a presentation of the theoretical foundations of lasers, the CPA (Chirped Pulse Amplification) technique, as well as the properties of plasma and the fundamental mechanisms of laser-plasma interaction. The results obtained provide a better understanding of the complex physical phenomena associated with this type of propagation and pave the way for future experimental and technological research.

Keywords: laser-plasma interaction – pulse – metallic wall propagation.

الملخص :

يركز هذا البحث دراسة انتشار نبضة ليزرية فائقة القصر وفائقة الشدة في بلازما، وهو مجال بحثي متنامٍ نظرًا لتطبيقاته الواعدة في مسرعات الجسيمات، والاندماج بالاحتجاز القصوري، والتفاعلات النووية المحفزة بالليزر. يتمثل الهدف الرئيسي في تحليل السلوك غير الخطي لهذه النبضات عند تفاعلها مع بلازما محصورة بين جدران معدنية (من النحاس والألمنيوم). ولهذا الغرض، تم تطوير نموذج مبسط يعتمد على معادلة تغير شدة الليزر ومعادلة الحرارة. كما يتضمن العمل عرضًا للأسس النظرية لليزر، وتقنية تضخيم النبضات الممتدة زمنيًا (CPA)، بالإضافة إلى خصائص البلازما والآليات الأساسية للتفاعل بين الليزر والبلازما. تتيح النتائج المحصلة فهمًا أعمق للظواهر الفيزيائية المعقدة المرتبطة بهذا النوع من الانتشار، وتفتح آفاقًا لأبحاث تجريبية وتطبيقات تكنولوجية مستقبلية.

الكلمات المفتاحية: التفاعل ليزر-بلازما - نبضة - انتشار - جدران معدنية.