

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur

et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITÉ ABOU BEKR BELKAID-TLEMCEEN-

FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Laboratoire de Physique Théorique



Mémoire

Présenté par

Amina AIT OUMEZIANE

En vue d'obtenir le diplôme de

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Physique des Plasmas et des Gaz ionisés

Sur le thème

**CONTRIBUTION A LA MODELISATION DE
L'EMISSION D'UN PLASMA EN EQUILIBRE, TYPE
COLLISIONNEL-RADIATIF**

Soutenue le.../.../2012 devant le jury composé de :

Président du jury	M Mokhtar. INAL	Professeur (U.A.B.Tlemcen)
Examineur	M Zine El Abidine. BENTALHA	M.C (U.A.B.Tlemcen)
Examineur	M Abdelhakim. BENOSMAN	M.C (U.A.B.Tlemcen)
Encadreur	M Bachir. LIANI	Professeur (U.A.B.Tlemcen)

Année universitaire : 2011-2012

Université ABOU BEKR BELKAID Tlemcen Algérie

Contribution à la modélisation de l'émission d'un plasma en équilibre type collisionnel-radiatif

par
Amina Ait Oumeziane

Département de Physique
Faculté des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des Sciences
en vue de l'obtention d'un Magistère
en physique

Juin, 2012

© Amina Ait Oumeziane, 2012.

Université ABOU BEKR BELKAID Tlemcen Algérie
Faculté des Sciences

Ce mémoire intitulé:

Contribution à la modélisation de l'émission d'un plasma en équilibre type collisionnel-radiatif

présenté par:

Amina Ait Oumeziane

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

INAL Mokhtar,	président du jury
LIANI Bachir,	Encadreur
BENTALHA Zine El Abidine,	Examineur
BENOSMAN Abdelhakim,	Examineur

Mémoire soutenu le:

A mes très chers et tendres parents.

A mes chères tentes Tata-O, Houda et Lilou.

A mon oncle Houcine et mon adorable cousin Zizou.

A ceux qui ont su m'aimer, juste pour ce que je suis

Je vous aime de tout mon coeur.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier le Bon Dieu, sans qui rien n'est possible.

Je remercie M. A.SARI de m'avoir fait l'honneur de travailler avec moi pendant ces deux dernières années, il m'a beaucoup appris, je lui ai sincèrement reconnaisance, pour cette unique expérience.

Je remercie M. B.LIANI pour ces conseils judicieux, qui m'ont beaucoup servit.

Je remercie vivement M. M.K.INAL de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de ma soutenance, je lui également reconnaisance, car il m'a beaucoup appris et je lui dois énormément.

Je remercie M. Z.BENTALHA et M.A.BENOSMAN de m'avoir fait l'honneur de juger mon travail.

Je ne remerciais jamais assez Melle. A.SENOUDI, pour son aide précieuse, qu'elle m'a apporté tout au long de mon travail sur ce sujet, son encouragement, ces remarques pertinentes ont énormément contribué à mon avancement, je tiens à lui dire que des personnes comme elle se font rare de nos jours, elle ne m'a pas seulement aidé intellectuellement, mais humainement, elle m'a appris plus qu'elle ne peut imaginer.

Je remercie Dr.Kamel.Messaou-Nacer, qui m'a accueilli dans son cabinet médical (CLD : Centre de Laser Dermatologique) pour un stage d'une semaine, il m'a donné l'unique opportunité d'explorer une autre facette de mon sujet qui me servira sans doute pour la suite.

Je remercie mes parents pour leur patience, confiance, et compréhension.

Je remercie M. d'être ma source d'inspiration et de force.

Je remercie toutes mes copines qui m'ont soutenu en particulier Bissa, Meriem et Hanaa.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
NOTATION	ix
INTRODUCTION	xii
CHAPITRE 1 : INTERACTION LASER-MATIÈRE	1
1.1 Introduction	1
1.2 Paramètres influants sur l'interaction laser-matière dans la LIBS	1
1.3 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsionnels avec les gaz	4
1.4 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsionnels avec les liquides	8
1.5 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsionnels avec les solides	9
1.5.1 Ablation Laser en régime Femtoseconde	14
1.5.2 Ablation Laser en régime picoseconde	18
1.5.3 Ablation laser en régime nanoseconde	19
1.6 Plasmas induits par lasers	21
1.7 Conclusion	24
CHAPITRE 2 : MODÉLISATION	25
2.1 Introduction	25
2.2 Processus dans l'échantillon	27
2.2.1 Approche à deux étapes :Fusion-évaporation	28
2.2.2 approche à une seule étape :Sublimation	37
2.2.3 Modèle à deux températures	38

2.3	Processus dans la vapeur et formation du plasma	40
2.3.1	Expansion de la vapeur :	40
2.3.2	Formation du plasma	41
2.4	Assemblage des différents mécanismes	45
2.5	Conclusion	46
CHAPITRE 3 : SIMULATION NUMÉRIQUE		47
3.1	Simulation des processus dans l'échantillon	47
3.1.1	Influence de la longueur d'onde	49
3.1.2	Influence de la largeur de l'impulsion	77
3.1.3	Influence de l'irradiance	88
3.1.4	Récapitulatif	90
3.2	Simulation de l'expansion de la vapeur	91
3.2.1	Modèle thermique utilisé	91
3.2.2	Modèle avec vaporisation et sans effets d'écrantage par le plasma :	92
3.2.3	Modèle avec vaporisation du matériau et effets d'écrantage plasma	96
3.3	Analyse quantitative du plasma	97
3.4	Conclusion	99
CONCLUSION		100
ANNEXE I : PROPAGATION DES FAISCEAUX GAUSSIENS		xix
ANNEXE II : PARAMÈTRES OPTIQUES DÉPENDANTS DE LA TEM- PÉRATURE		xxiv
II.1	Paramètres optiques dans le cadre de l'approximation de Hagen-Raben	xxiv
ANNEXE III : LA NOTION DU TEMPS DE FUSION		xxix
III.1	Origine du temps de fusion	xxix
III.1.1	démonstration	xxx
III.1.2	tentative de démonstration de l'expression du temps de fusion relative à notre modèle	xxxii

III.1.3	Invalidité de l'expression, du temps de fusion, utilisée dans le modèle à deux étapes à paramètres variables	xxxiii
ANNEXE IV :	RAPPORT DE STAGE	xxxvi
IV.1	Application des lasers impulsionnels en dermatologie	xxxvi
IV.1.1	Théorie	xxxvi
IV.1.2	Applications au CLD	xxxviii
IV.2	Conclusion	xlvi
BIBLIOGRAPHIE		xlvii

LISTE DES TABLEAUX

0.I	Comparaison de la LIBS avec deux des plus connues des méthodes de spectroscopie atomique SC :Sans contact MD : Mesure à distance Rap : rapidité PD : Puissance de détection AA : Analyse Absolue ME : Multiélémentaire	xvii
1.I	Les lasers les plus utilisés dans le LIBS.	3
1.II	Irradiances seuils pour l'effondrement d'un gaz. [1]	5
1.III	Mesures récentes sur les seuils d'effondrement des liquides.[1]	9
1.IV	Intensités minimales pour l'initiation de l'évaporation de quelques matériaux.	12
3.I	Propriétés du cuivre. [2]	49
3.II	Paramètres du laser.	49
IV.I	Lasers vasculaires	xxxvi
IV.II	Lasers pigmentaires	xxxvii
IV.III	Lasers abrasifs	xxxvii
IV.IV	Lasers épilatoires	xxxvii

NOTATION

$I(t)$	Irradiance du laser
I_0	Irradiance maximale du laser
τ	Temps correspondant à l'irradiance maximale dans un profile Gaussien
ζ	durée du pulse
t	temps
x	distance
T_s	température de la surface
ρ	densité du matériau
C_p	Capacité calorifique á pression constante
k	consuctivité thermique
λ	longeur d'onde du rayonnement laser
σ_0	conductivité électrique á la température ambiante
c	célérité de la lumière
α_T	le coefficient de température
T_a	température ambiante
T	température
α_a	coefficient d'absorption
\mathfrak{R}	Réfectivité
β	Absorptivité
κ	Diffusivité thermique
E	Energie interne
v	vitesse hydrodynamique
x_e	Fraction des électron
x_{i1}	Fraction des atomes une fois ionisés
x_{i2}	Fraction des atomes deux fois ionisés
x_0	Fraction des neutres
IP	Potentiel d'ionisation
h	La constante de Planck
e	Charge électrique

l_T	longueur de diffusion thermique
l_A	Profondeur de pénétration qui est l'inverse de A
l	Epaisseur du matériau
δ	Profondeur de pénétration du rayonnement dans la cible
$q_{sol/liq}$	flux de chaleur venant des phases solide/liquide
T_f	température de fusion
$S(t)$	position de l'interface solide/liquide
$Q(x,t)$	source interne
L	Chaleur latente
T_v	Température de vaporisation (point d'ébullition)
$u(t)$	vitesse de vaporisation
k_b	constante de Boltzmann
m	masse
P	Pression
ΔH_v	Enthalpie de vaporisation
ΔH_f	Enthalpie de fusion
R	La constante des gaz parfaits
ϕ	Section efficace pour l'absorption d'un photon avec un électron lors d'une collision avec des neutres.
C_e	Capacité calorifique volumique des électrons
C_i	Capacité calorifique volumique du réseau
T_i	température des ions
T_e	température des électrons
G	Paramètre de couplage électrons-réseau
k_e	Conductivité thermique des électrons
N_e	densité des électrons

INTRODUCTION

Depuis le 19^{ème} siècle, les scientifiques se sont rendu compte que les atomes émettaient des couleurs spéciales de lumière. Au cours du développement de la théorie atomique, les spécialistes de spectroscopie ont compris que ces couleurs ou longueurs d'ondes sont d'unique signatures pour chaque atome ou ion. Ainsi, les spectres sont devenus les empreintes des espèces atomiques qui les émettent, et ceci constitue la base de l'analyse spectrochimique.

Les premières sources spectrales étaient, le soleil, les flammes et les décharges électriques, ceux-ci sont des sources de plasmas avec des degrés d'ionisation variables dépendant des conditions dans les quelles se trouve la source.

Les plasmas sont constitués d'électrons libres, ions et/ou neutres, cet état de la matière étant caractérisé par sa haute température, les espèces qu'il contient sont généralement excités et émettent du rayonnement qui une fois détecté et analysé nous informe sur leur nature.

Par exemple la température de la photosphère du soleil est de 5000K, elle émet des raies dues aux espèces neutres ou une fois ionisées, la couronne solaire quant à elle émet des spectres de haute ionisation en raison des températures qui atteignent des centaines de milliers de degrés.

Depuis son invention vers la fin des années cinquante, le laser a été très largement développé de sorte qu'il puisse en plus de ses propriétés fondamentales à savoir, la cohérence, la monochromaticité et la directionnalité, couvrir un large domaine du spectre électromagnétique, et délivrer de très fortes puissances. C'est précisément ce développement associé aux propriétés des lasers, qui sont à l'origine de leurs différents domaines d'application, quelques unes de ces applications sont assez anciennes, presque aussi ancienne que le laser lui même, alors que d'autres beaucoup plus récentes.

L'existence de nombreux types de laser ne fait qu'élargir son champ d'application, qui va du domaine scientifique jusqu'au domaine militaire passant par le domaine médicale.

Dès que les lasers ont été développés les scientifiques ont commencé à étudier leur

utilisation potentielle en spectrochimie. Une première observation était qu'un laser pulsé pouvait produire un petit plasma dans l'air. L'émission de ce plasma a ouvert la porte vers l'application des lasers dans l'analyse spectroscopique.

LIBS, LIPS, LISS acronymes de **Laser Induced Breakdown Spectroscopy**, **Laser Induced Plasma Spectroscopy** ou **Laser Induced Spectroscopy** (effondrement de la matière, formation d'un plasma ou une étincelle) une technique de microanalyse basée sur l'étude par spectroscopie d'émission d'un panache plasma créé par l'ablation d'une cible. Elle a été développée rapidement durant les deux dernières décennies en tant que technique analytique. Cette technique emploie un pulse laser à basse énergie ((typiquement quelques dizaines jusqu'à quelques centaine de mJ) et une lentille de focalisation pour générer un plasma à partir de la vaporisation d'une certaine quantité de l'échantillon. Une portion de la lumière émise par le plasma est collectée et un spectromètre disperse la lumière émise par les espèces atomiques et ioniques excitées dans le plasma, un détecteur enregistre les signaux émis et les résultats sont ensuite affichés sur un micro-ordinateur grâce à un système électronique qui les digitalise [3]

La LIBS est une technique intéressante, comparée avec beaucoup d'autres types d'analyse élémentaire. Car mettre au point une instrumentation pour la LIBS est très simple, il suffit de focaliser un pulse laser sur(ou dans) un échantillon, qui peut être un gaz, liquide, aérosol ou solide pour former un micro plasma, le spectre émis est utilisé pour déterminer les constituants élémentaires de l'échantillon.

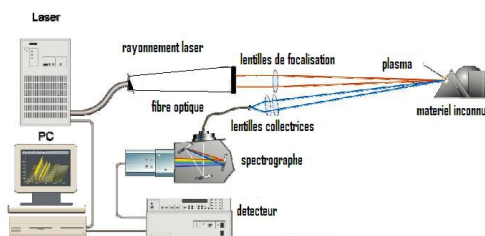


Figure 1 – Montage des instruments de la LIBS.

L'instrumentation typique utilisée dans la LIBS est constituée de parties bien définies contenant :

- Une source laser
- Un système optique
- Un spectromètre
- Un système de détection

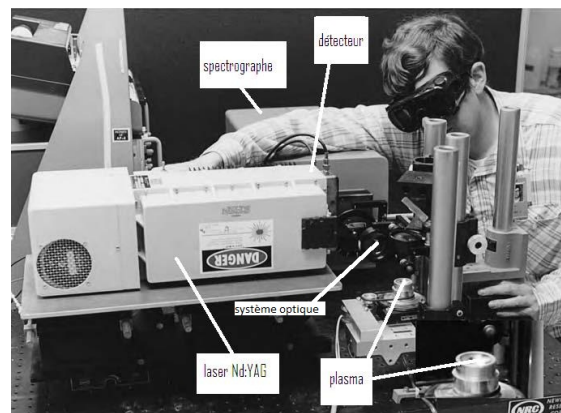


Figure 2 – Instruments typiques utilisés dans la LIBS [1]

LA LIBS est une méthode de spectroscopie par émission atomique (SEA). Le but de la SEA est de déterminer la composition élémentaire d'un échantillon (solide, liquide, gaz). L'analyse peut s'étendre de l'identification des constituants atomiques de l'échantillon jusqu'à la détermination détaillée des concentrations relatives ou des masses absolues.

Les étapes de base d'une SEA sont :

- Atomisation/ vaporisation de l'échantillon pour produire des atomes libres(neutres et ionisés)
- Excitation des atomes
- Détection de la lumière émise.
- Détermination des informations requises sur le système

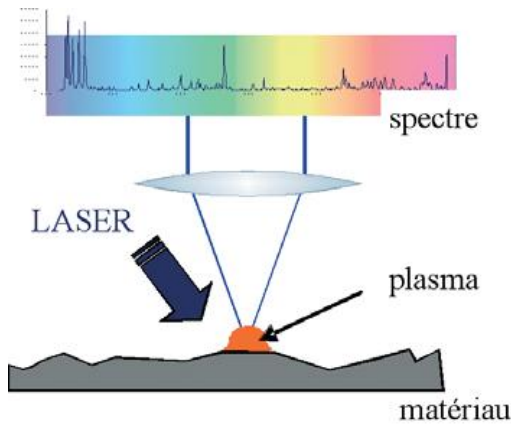


Figure 3 – Principe de la LIBS.

La LIBS de même que les autres méthodes de spectroscopie par émission atomique présente les avantages suivants comparé autres méthodes d’analyse élémentaire non basées sur la SEA :

1. Capacité de détecter tous les éléments.
2. Détection simultanée multi élémentaire

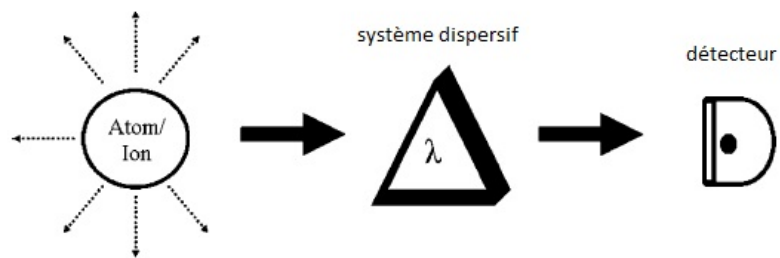


Figure 4 – Principe des méthodes d’analyse par spectroscopie d’émission atomique

En plus, parce que l’étincelle laser utilise une radiation optique plutôt qu’un dispositif physique comme une paire d’électrodes pour former le plasma, la LIBS a beaucoup d’avantages distincts lorsqu’elle est comparée aux autres méthodes conventionnelles basées sur l’analyse par spectroscopie d’émission atomique (SEA), ces avantages sont :

- La simplicité.
- Analyse rapide et en temps réel.
- Pas de préparation de l'échantillon.
- Permet une analyse in situ nécessitant seulement un accès optique à l'échantillon.
- Une capacité à analyser aussi bien les solides que les liquides ainsi que les gaz.
- Bonne sensibilité pour quelques éléments (Cl, F) difficile de gérer par les méthodes conventionnelle SEA.
- Adaptable à différents scénarios de mesure.
- Plasma robuste qui peut être formé sous des conditions impossibles pour les plasmas conventionnels.

Dans le tableau qui va suivre nous allons présenter une comparaison de la LIBS avec certaines des méthodes les plus largement utilisées en caractérisation telles l'ICP (SEA), et l'ICP(MS)[4, 5] ¹

¹L'analyse chimique par torche à plasma consiste à injecter l'échantillon à analyser dans un plasma d'argon ou d'hélium après l'avoir transformé en particules dont la dimension est de l'ordre ou inférieure au μm , les atomes sont alors transformés en ions par le plasma dont la température varie entre 6000K et 8000K.

Cette méthode d'analyse est destructive car l'analyse de l'échantillon nécessite d'abord sa préparation, soit par nébuliseur, électrospray ou plus récemment par ablation laser.

Quelque soit le type de préparation les atomes sont injectés dans l'analyseur puis détectés.

Les deux principales techniques de détection sont :

- La spectroscopie d'émission ICP-AES
- La spectroscopie de masse ICP-MS

Les méthodes	SC	MD	Rap	Résolution	PD	Sélectivité	AA	ME	Recherche	Applications
LIBS (SEA)	Oui	Oui	oui	Excellente	Pauvre	Acceptable	Oui?	Oui	Excellente	Excellente
ICP (SEA)	Non	Non	Non	Non	Modérée	Acceptable	Non	Oui	Bonne	Excellente
ICP (MS)	Non	Non	Non	Non	Excellente	Bonne	Non	Oui	Excellente	Excellente

Tableau 0.I – Comparaison de la LIBS avec deux des plus connues des méthodes de spectroscopie atomique SC : Sans contact

MD : Mesure à distance Rap : rapidité PD : Puissance de détection AA : Analyse Absolue ME : Multiélémentaire

En raison des avantages que présente la technique LIBS, elle est utilisée dans de nombreuses applications dont :

L'analyse des alliages et les échantillons métallurgiques, des applications environnementales, l'analyse d'objets archéologiques et artistiques, l'analyse dans l'espace, des applications aux produits pharmaceutiques, des applications médicales et biologiques, des applications militaires, les analyses médico-légales [6]

En raison de l'applicabilité de la LIBS au différentes phases de la matière, et la nécessité de comprendre les différents mécanismes de l'interaction laser-matière afin d'optimiser les conditions d'opération de la LIBS, nous avons consacré le premier chapitre à l'études des différents mécanismes de l'interaction laser-matière pour les solides, les liquide et les gaz. Nous avons également abordé plus particulièrement l'interaction des laser impulsionnels en régimes nano, pico et femtoseconde avec les substances solides, et les caractéristiques des plasmas induits par laser.

Le deuxième chapitre à été consacré à la modélisation des différents mécanismes susceptibles d'apparaître lors de l'interaction des lasers impulsionnels avec des cibles solides, tels les phénomènes de diffusion de la chaleur au sein de la cible, la fusion et/ou l'évaporation de la matière, l'expansion de la vapeur et la formation du plasma.

Le troisième chapitre à été consacré à la simulation des processus thermiques dans la cible, l'expansion de la vapeur, la formation du plasma et sa caractérisation. L'influence des paramètres du rayonnement tels la longueur d'onde, la durée de l'impulsion et l'irradiance ont été mis en évidence. Une étude sur la différence entre l'utilisation des paramètres optiques constants ou variants avec la température ,ainsi qu'une comparaison avec les résultats de la littérature sont également présenté.

CHAPITRE 1

INTERACTION LASER-MATIÈRE

1.1 Introduction

La LIBS est une technique essentiellement basée sur l'interaction d'un laser pulsé avec la matière, les résultats de l'analyse spectroscopique sont très sensibles aux conditions de l'ablation laser, pour cette raison ce chapitre est entièrement consacré à la compréhension des différents aspects de l'interaction laser-matière selon la nature de l'échantillon d'une part et les paramètres du rayonnement d'autre part.

1.2 Paramètres influants sur l'interaction laser-matière dans la LIBS

Les variables qui peuvent influencer les mesures de la LIBS sont principalement :

- **Les propriétés du laser i.e. longueur d'onde , énergie , durée du pulse, dimension du spot de focalisation.**
- **Le milieu environnant .**
- **L'état de la matière et les propriétés physiques de l'échantillon.**
- **Le système de détection**

Les premiers paramètres influençant l'interaction laser-matière sont reliés à l'énergie du laser : *la puissance* P_l (énergie du pulse par unité de temps) et *l'irradiance ou densité de puissance* I (énergie par unité de temps et de surface) données par :

$$P_l = \frac{E_l}{\tau_l} \quad (1.1)$$

$$I = \frac{P_l}{\pi r^2} \quad (1.2)$$

où

E_l : énergie du pulse.

τ_l : la durée du pulse de la largeur à mi-hauteur

πr^2 : la surface du spot de focalisation.

l'irradiance moyenne d'un pulse laser sigmatique et collimaté dans la surface de focalisation est donnée par[6] [7] :

$$I_f = \frac{\pi E_l D^2}{4 \tau_l f^2 \lambda^2 (M^2)^2} \tag{1.3}$$

E_l : l'énergie du pulse.

D : le diamètre de la lentille.

τ_l : la durée du pulse.

f : la distance focale de la lentille.

M^2 : le rapport de propagation du faisceau aussi appelé paramètre de qualité du faisceau(I).¹

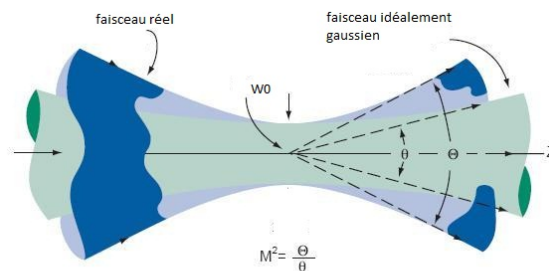


Figure 1.1 – Illustration du sens physique du rapport de propagation d'un faisceau laser

Nous donnons ici quelques ordres de grandeurs

- **distances focales des lentilles : 50 – 150mm**

¹ $M^2 = \frac{\theta \times w_0 \times \pi}{4\lambda}$ avec θ : l'angle de divergence de l'onde, et w_0 : sont rayon dans sont point le plus étroit.

Si l'onde est idéalement Gaussienne $M^2 = 1$

- diamètres des lentilles : 20 ou 50 mm
- diamètres pour la majorité des lasers à état solide : 6 – 8 mm

Voici un tableau présentant les lasers les plus communément utilisés pour la LIBS.[3].

type de laser	longueur d'onde	durée du pulse	énergie/pulse
CO_2	10.6m	10 – 100s	0.1 – 5J
CO_2 déclenché	10.6m	200ns	0.1J
Er : YAG déclenché	2.94m	170ns	25mJ
Nd : YAG	1.06m	5 – 10ns	1 – 3J
Ruby	694.3nm	0.2 – 10ms	1 – 500J
Ruby déclenché	694.3nm	5 – 30ns	1 – 50J
Ruby impulsion en picoseconde	694.3nm	10ps	0.01 – 0.5J
Nd : YAG à fréquence doublée	532.0nm	4 – 8ns	0.5 – 2J
Nd : YAG à fréquence triplée	354.7nm	4 – 8ns	0.2 – 0.7J
N_2 Laser	337.1nm	3 – 6ns	0.1 – 0.6mJ
XeCl Excimer	308nm	20 – 30ns	0.5 – 1J
Nd : YAG à fréquence quadruplée	266nm	3 – 5ns	0.1 – 0.3J
KrF Excimer	248nm	25 – 35ns	0.5 – 1J
ArF Excimer	193nm	8 – 15ns	8 – 15mJ

Tableau 1.I – Les lasers les plus utilisés dans le LIBS.

La durée du pulse est donnée par la largeur à mi-hauteur du profil du pulse (l'énergie du laser en fonction du temps). Dans la LIBS la durée du pulse affecte la formation du plasma et ses propriétés et par conséquent les résultats analytiques. Bien que la plupart des études faites sur la LIBS [3, 6] emploient encore des lasers avec une durée de pulse de l'ordre des nanosecondes, utilisant des lasers à gaz et principalement les lasers Nd : YAG, des lasers de durée de pulse de l'ordre des femtosecondes, appelés des pulses laser ultra-courts sont disponibles depuis quelques décennies et leur application dans la LIBS a augmenté durant ces dernières années [3, 6].

1.3 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsifs avec les gaz

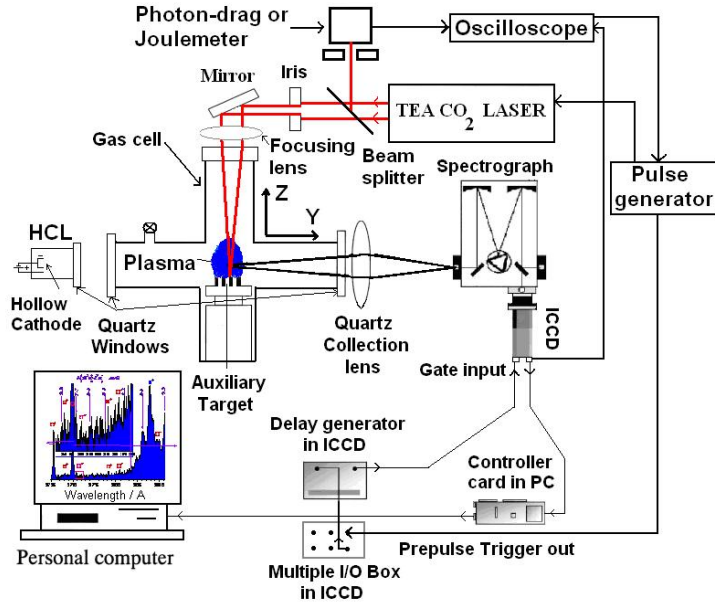


Figure 1.2 – Système d'analyse LIBS pour les gaz [8]

La production d'un plasma lors de la focalisation d'un laser à haute puissance dans un gaz, est une remarquable démonstration de l'interaction de radiations avec la matière. Quelques électrons libres doivent être présents dans le volume focale du rayonnement laser, qu'ils soient des électrons de transition libérés par les rayons cosmiques ou la radioactivité naturelle de la terre ou générés par les premiers photons du pulse lui même. Des densités suffisantes d'électrons et d'ions doivent être générées. Du fait que les irradiances utilisées dans la LIBS varient de $10^{12} - 10^{14} \text{ W/m}^2$ ceci se produit par l'ionisation en avalanche (cascade). Pour des irradiances plus élevées, une production multiphotonique considérable d'électrons libres peut avoir lieu à travers :



m : nombre de photons.

Du point de vue classique les électrons libres sont accélérés par le champ électrique durant le temps entre les collisions avec les espèces neutres. les collisions thermalisent rapidement les électrons. un nombre très petit d'électrons dans la queue de la distribution Maxwellienne (é suprathermiques) auront assez d'énergie pour ioniser un atome ou une molécule à travers



à partir de là de nouveaux électrons sont produits, ils gagneront à leur tour de l'énergie grâce au champ électrique et produiront plus d'ionisation. le processus de multiplication des électrons continue tout au long de la durée du pulse et résulte en l'ionisation du gaz et la formation du plasma.

Alternativement, les électrons peuvent gagner de l'énergie des photons par des processus de collisions à trois corps avec des atomes ou molécules (Inverse Bremsstrahlung). Quand le nombre d'électrons augmente les collisions du type électron-photon-ion augmentent conduisant à une plus grande probabilité de multiplication des électrons. Le seuil de formation d'un plasma à partir d'un gaz est difficile à déterminer avec précision en raison des différents facteurs qui y contribuent, à savoir :

- Les caractéristiques du milieu (impuretés, seuils d'ionisation)
- Les caractéristiques du pulse (durée du pulse, longueur d'onde)
- L'irradiance (reliée aux propriétés focales du système optique)

Caractéristiques du laser	gaz et pression	irradiance seuil W/cm^2
<i>Nd : YAG, 1064nm, 10ns</i>	air du laboratoire, 1atm	8.210^{10}
<i>Nd : YAG, 1064nm, 8ns</i>	air du laboratoire, 1atm	2.010^{10}
<i>Nd : YAG, 1064nm, 7ps</i>	nitrogène, 1atm	810^{14}
<i>Nd : YAG, 532nm, 7pns</i>	air du laboratoire, 1atm	1.510^{10}

Tableau 1.II – Irradiances seuils pour l'effondrement d'un gaz. [1]

considérant les variations des conditions expérimentales et les changements dans les technologies des lasers, les valeurs indiquées ici doivent être utilisées comme un guide

pour des résultats probables. Si le seuil de formation du plasma est un paramètre critique, le chercheur doit faire des mesures sur un système concret. Souvent, les seuils sont reportés en terme du champ électrique, l'expression de la conversion entre le champ électrique et l'irradiance est [1]

$$I = c\epsilon_0 \langle E^2 \rangle \quad (1.6)$$

De fortes impulsions laser (IR) peuvent causer l'effondrement et la formation de plasmas dans les gaz qui sont normalement transparents à ces longueurs d'ondes. Ainsi les gaz deviennent des plasmas opaques fortement conducteurs pendant des temps de l'ordre de quelques nanosecondes. Si l'énergie de radiation focalisée est supérieure à la valeur du seuil de l'effondrement, ce qui est le cas lors de l'utilisation des lasers à haute puissance tels que *Nd : YAG*, *CO₂*, *excimer*, le gaz devient hautement ionisé et le plasma ainsi produit va pratiquement absorber l'onde laser.

Par exemple dans l'air la dissociation induite par laser est caractérisée par un flash de lumière brillant de couleur bleu-blanc au point focal de la lentille accompagné par un bruit de craquement [9].

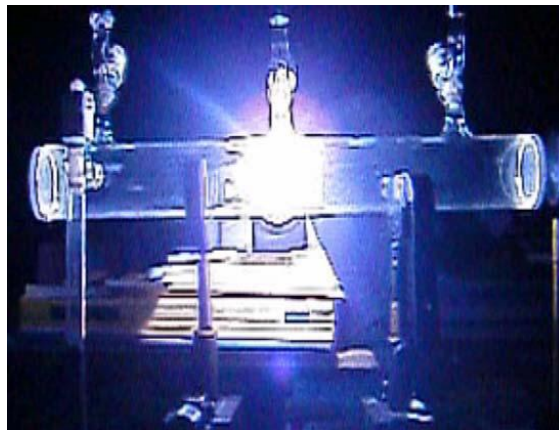


Figure 1.3 – LIBS dans l'air.

Le plasma induit par laser développe une onde de choc dans le milieu ambiant et la température du gaz devient très haute [9].

Il est évident qu'après l'effondrement (dissociation) le plasma devient très opaque et la lumière laser transmise est brusquement stopée.

En raison des nombreux paramètres intervenant dans la LIBS, une étude exhaustive du plasma pourrait nécessiter un nombre impressionnant d'enregistrement. L'OES (spectroscopie d'émission optique) est une technique de diagnostics de LIBS pour les gaz, c'est un outil très puissant pour avoir des informations sur les espèces formées. En raison des caractéristiques transitoires des panaches créés par LIBS, la technique OES avec une résolution spatiale et temporelle est spécialement appropriée pour l'obtention d'informations sur les espèces créées mais aussi sur la dynamique de l'évolution du plasma. Cette technique aide à comprendre le plasma en terme des espèces chimiques qui émettent du rayonnement et d'évaluer leurs éventuels mécanismes d'excitation et de formation et d'étudier le rôle des réactions de la phase gazeuse dans le processus d'expansion du plasma [9].

Après formation du plasma, celui-ci s'étend dans toutes les directions à partir du point où il a commencé à se former. Selon l'irradiance, quelques énergies peuvent être transmises à travers le volume du plasma, d'autres peuvent être diffusées et le reste absorbées. Le plasma continue à avancer dans la direction du pulse, parce que l'absorption des photons est asymétrique dans cette direction.

Enfin, on peut dire que les mécanismes de l'interaction des lasers impulsionsels avec les gaz peuvent être décrits par les étapes progressives suivantes : [1, 9] :

- libération initiale d'électrons par un effet multiphoton *et/ou* ionisation du gaz dans la région focale par une libération en cascade des électrons.
- absorption et réflexion de l'énergie du laser par le plasma gazeux
- la propagation de l'onde de choc dans le gaz environnant et la relaxation du plasma.

1.4 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsionnels avec les liquides

L'analyse in-situ de l'eau, qui est très importante pour le contrôle environnementale [10, 11], pour gérer les eaux usées de l'industrie, des centrales nucléaires et thermo-électriques [11–13] ou encore pour les recherches marines et géologiques [14], fait partie des intérêts majeurs de la LIBS. Bon nombre de travaux s'intéressent à l'analyse LIBS à une interface eau-air, par des impulsions uniques [15, 16] ou doubles [17]. Dans certains cas, la mesure directe sur l'eau est nécessaire (ie : absence d'une interface eau-gaz), par exemple : la détection des fuites dans les installations industrielles, la mesure des activités biologiques, la détermination des nutriments et des polluants dans les eaux profondes et la caractérisation des eaux sous glaces [18].

La focalisation d'un pulse laser d'une énergie suffisante sur un liquide engendre un éfondrement diélectrique et la formation d'un plasma [19] qui absorbe d'avantage la partie incidente qui reste du laser. Le chauffage rapide du liquide est suivi par son expansion explosive et la formation d'une bulle de gaz [20].

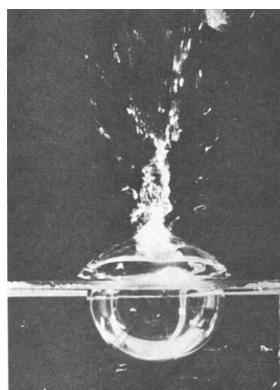


Figure 1.4 – Exemple d'une bulle induite par l'interaction d'un laser de $10.6\mu\text{m}$ avec l'eau. [21]

Les mesures LIBS sur les plasmas induits par un seul pulse détectent un signal relativement faible [18], des performances meilleures peuvent être obtenues en appliquant une technique d'excitation à double pulse [22], dans un tel cas le premier pulse produit une bulle dans l'eau pendant que le second excite le plasma au sein de la bulle. Après la

fin du second pulse un spectre relativement intense peut être observé.

La dynamique des bulles générées par laser dans les liquides a également été étudiée pour les applications médicales des lasers [1] dans le but d'éviter un endommagement excessif des tissus et d'obtenir une ablation efficace des tissus [18].

Quand l'énergie du laser est suffisamment élevée les processus intervenant dans la formation du plasma sont l'excitation multiphotonique, le Bremsstrahlung inverse et l'ionisation par impact d'électrons. Le tableau suivant donne des exemples d'irradiences seuil pour l'effondrement de certains liquides par certains lasers :

Caractéristiques du laser	Milieu	irradiance seuil W/cm^2
<i>Nd : YAG, 1064nm, 7ns</i>	Eau pure	1.8210^{10}
<i>Nd : YAG, 1064nm, 6ns</i>	Eau distillée	7.610^{10}
<i>Nd : YAG, 1064nm, 30psps</i>	Eau distillée	4.510^{11}

Tableau 1.III – Mesures récentes sur les seuils d'effondrement des liquides.[1]

1.5 Mécanismes de l'interaction des lasers impulsionsnels avec les solides

Quand un laser à haute intensité interagit avec une surface solide, un panache de plasma est produit due à la fusion et/ou vaporization de la surface de l'échantillon. Le plasma est produit par la vaporisation de la surface et l'absorption du rayonnement laser par la matière évaporée. Les phénomènes observés dans cette interaction sont similaires à ceux qui accompagnent l'effondrement (dissociation) d'un gaz, sauf que la densité initiale de la matière est beaucoup plus faible dans le dernier cas.

Les études sur la production des plasmas sont portés sur des irradiances de l'ordre de $10^9 W/cm^2$ ou plus [3] qui produisent une matière ejectée plus dense et plus absorbante. Il existe une très grande différence entre des surfaces irradiées par des impulsions lasers millisecondes et celles irradiées par des impulsions dans le régime nanoseconde.

Les courtes impulsions, de très hautes puissances ne produisent pas beaucoup de va-

porisation en revanche elles arrachent une petite quantité de matière de la surface, alors que les plus longues de moindre puissance produisent des trous étroits et profonds dans la cible.

Pour les lasers fonctionnant dans le régime picoseconde ou femtoseconde il n'y a pas de chauffage additionnel du plasma dû à l'absorption du rayonnement laser comme il est le cas des lasers en régime nanoseconde. Ainsi le volume du plasma produit par laser picosecondes et femtosecondes est plus petit que dans le cas des pulses nanosecondes. En raison du chauffage additionnel du plasma produit par lasers nanosecondes ,celui-ci s'étend en direction du rayonnement incident.

L'interaction du rayonnement laser avec un échantillon est considérablement modifiée par la présence de la matière émise de la surface par les radiations nanosecondes à haute puissance. La matière éjectée exerce une haute pression sur la surface et modifie ses caractéristiques de vaporisation. Puisque la densité du flux du laser est très élevée, la matière éjectée peut être chauffée d'avantage par absorption du rayonnement incident. Elle devient ionisée et opaque au rayonnement incident. Le plasma absorbant empêche la lumière d'atteindre la surface de l'échantillon. A la fin du pulse la matière éjectée devient tellement chaude qu'elle commence à rayonner thermiquement une partie de cette radiation peut atteindre la surface provoquant d'avantage de vaporisation. La perte d'une quantité de matière à travers l'absorption du rayonnement laser par la surface de la cible est connue sous le nom de L'Ablation laser. L'ablation laser est gouvernée par une variété de mécanismes non linéaires. une fois le rayonnement laser illumine l'échantillon L'ablation laser peut être divisée en trois processus fondamentaux :

1. rupture des liaisons et initialisation du plasma
2. expansion du plasma et son refroidissement
3. ejection de particules et condensation.

La technique LIBS exploite uniquement les deux premiers processus, le troisième

intervient dans d'autres applications de l'ablation laser nous n'allons pas s'y intéresser dans ce qui va suivre.

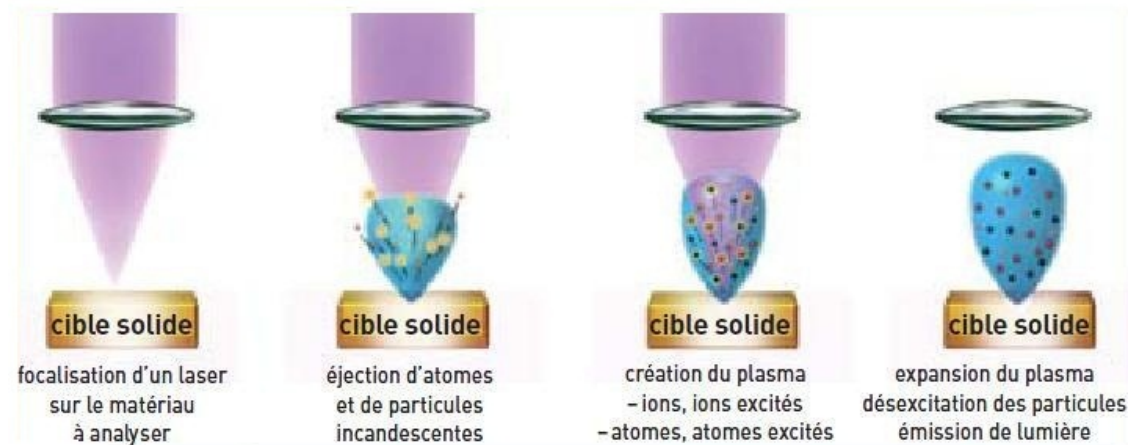


Figure 1.5 – Etapes d'analyse LIBS sur un échantillon solide. [23]

La compréhension des mécanismes fondamentaux agissant dans chacun des processus est cruciale pour un couplage efficace du laser avec l'échantillon et une extraction appropriée de la masse pour l'analyse. Comprendre l'interaction laser-matière permet le contrôle des propriétés du plasma induit par laser pour des performances optimale de la LIBS. Les mécanismes et les propriétés du plasma dépendent fortement de l'irradiance du laser et de sa durée du pulse.

les valeurs de l'irradiance des faisceaux lasers utilisés dans la LIBS (puissance par mètre carré de la surface de la cible) varient entre 10^8 et 10^{13} W/cm^2 [24] ou sont considérés dans l'intervalle 10^8 et 10^{10} W/cm^2 [2] ou 10^7 et 10^{11} W/cm^2 [3] les processus intervenant dans ce dernier interval sont l'évaporation thermique l'ablation non thermique l'absorption du rayonnement par le plasma . il s'agit d'une densité de flux intermédiaire. le type de laser utilisé : UV $0.2\mu\text{m} - 0.4\mu\text{m}$ IR $0.8\mu\text{m} - 1.4\mu\text{m}$ [24]

l'interaction laser matière dépend de plusieurs paramètres : la source (le laser), la cible (sa nature et ses propriétés) et le gaz environnant.

La densité de puissance minimale requise pour initier l'évaporation est donnée par Moenke-Blankenburg. [1]

$$I_{min} = \frac{\rho L_v \kappa^{1/2}}{\Delta t^{1/2}} W/cm^2 \quad (1.7)$$

ρ :la sensité du matériaux

L_v :la chaleur latente de vaporisation.

κ :la diffusivité thermique du materiaux m^2/s .

Δt :la durée du pulse.

Matériau	$\rho(m^{-3})$	$\kappa(m^2/s)$	$L_v(J/Kg)$	$\Delta t(s)$	$I_{min}(W/m^2)$
Cu	8960	1.009810^{-4}	473010^3	510^{-9}	6.0210^{12}
				$1010^{-9}s$	4.2510^{12}
				1510^{-9}	3.4710^{12}
				3010^{-9}	2.4510^{12}
Al	2.710^3	9.3710^{-5}	1.110^7	510^{-9}	4.110^{12}
				1010^{-9}	2.910^{12}
				1510^{-9}	2.3710^{12}
				3010^{-9}	1.6710^{12}

Tableau 1.IV – Intensités minimales pour l'initiation de l'évaporation de quelques matériaux.

La masse maximale qui peut être évaporée par un pulse laser d'énergie E est estimée par[1] :

$$M = \frac{E(1 - \mathfrak{R})}{[C_p(T_b - T_0) + L_v]} \quad (1.8)$$

\mathfrak{R} :la réflectivité de la surface.

C_p :la chaleur spécifique du matériau.

T_b :la température d'ébullition.

T_0 :la température initiale.

Pour déterminer la profondeur d'ablation, il suffit de remplacer l'énergie E dans l'ex-

pression de M par la fluence F (énergie par unité de surface), et de diviser par la densité ρ du matériaux [1].

Lorsqu'il s'agit d'un solide, l'ablation laser provoque la création d'un cratère dont la taille et le volume dépendent des conditions lasers mises en oeuvre (longueur d'onde, durée d'impulsion, éclairement), de la nature et de la pression de l'atmosphère environnante ainsi que les propriétés électronique et thermo-physiques du matériau. Le plasma produit et par conséquent son spectre d'émission dépendent de manière complexe du matériau lui-même ainsi que des paramètres du laser. Ceci est l'objet de plusieurs recherches tant à l'échelle théorique (modélisation de l'interaction laser-matière et prédiction du comportement des matériaux vis à vis des rayonnements) qu'à l'échelle des laboratoires (techniques de détections des raies émises par le plasma). Ce qui suit est une description des différents mécanismes intervenant dans l'interaction laser-solide pour trois régimes différents.

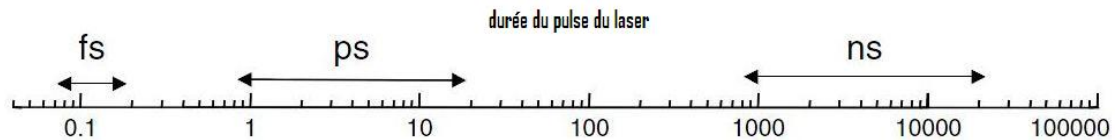


Figure 1.6 – Différentes échelles temporelles des impulsions utilisées dans la LIBS. [3]

1.5.1 Ablation Laser en régime Femtoseconde



Figure 1.7 – Cratère formé par l'ablation laser d'une feuille épaisse d'acier en régime femtoseconde $\lambda = 781nm$. [25, 26]

Quand un pulse laser femtoseconde interagit avec un échantillon solide, différents mécanismes électroniques sont initiés, dépendants de la nature du matériau.

Pour des **échantillons conducteurs**, les électrons libres dans le solide peuvent directement absorber l'énergie du laser et former un plasma électrons-trous très chaud.

Pour des **semi-conducteurs** et des **diélectriques** à large gap le plasma électron-trou est créé à travers des processus non linéaires comme *l'absorption multiphotonique*, *l'ionisation tunnel* et *l'ionisation en avalanche*. A haute énergie, le plasma f'lectron-trous qui crée à la surface du solide induira : l'émission de rayons-X, des électrons énergétiques, de la photoémission, et la production d'ions fortement chargés à travers un phénomène appelé *l'explosion Coulomb* ou une fusion non thermique[3].

Pour des **diélectrique à large gap** l'absorption simultanée de multiple photons résulte en un taux de photoionisation qui dépend fortement de l'intensité du laser[27].Le

taux de l'absorption multiphotonique peut être exprimé comme

$$\sigma I^n \quad (1.9)$$

I : intensité du laser

σ : la section efficace de l'absorption à n photons pour qu'un électron de valence puisse être excité vers la bande de conduction.

Le nombre de photons nécessaire est donné par le plus petit n satisfaisant l'équation [3]

$$nh\omega > E_g \quad (1.10)$$

E_g : énergie de gap du diélectrique.

$h\omega$: énergie du photon

Le second processus de photoionisation : **l'ionisation tunnel**, peut entrer en jeu dans le cas d'une interaction d'un laser à fort champ électrique avec les diélectriques. Dans le régime à fort champ, la superposition du champ nucléaire de Coulomb et le champ électrique du laser résulte en une barrière de potentiel oscillante et finie, à travers laquelle des électrons peuvent passer par effet tunnel et ainsi échapper de l'atome. Dans les diélectriques ce mécanisme permet aux électrons de passer par effet tunnel à la bande de conduction dans un temps plus petit que la durée du pulse.

Les deux processus d'ionisations **multiphotonique** et **tunnel** peuvent être traités dans le même cadre de théorie. La transition de l'ionisation multiphotonique vers l'ionisation tunnel est caractérisé par le paramètre de Keldysh[28]

$$\gamma = \frac{\omega(2m_e E_g)^{\frac{1}{2}}}{eE_A} \quad (1.11)$$

m_e :masse effective d'un électron

e :charge effective d'un électron

E_A : amplitude du champ électrique du laser oscillant à la fréquence ω

Si $\gamma > 1$ ce qui est vrai dans le cas de l'interaction laser à hautes intensité avec les diélectriques, l'ionisation multiphotonique domine les processus d'ionisation.

Pour les **semiconducteurs** quand l'énergie du photon est plus grande que le gap , l'absorption d'un seul photon est le mécanisme dominant pour l'excitation des électrons de valence vers la bande de conduction [29], [30]. Dans le cas des semiconducteurs à bande de gap indirecte comme le silicium, l'absorption à un seul photon peut toujours se produire avec des photons d'énergie plus grande que le gap mais l'assistance des phonons est nécessaire pour la conservation du moment.

Une fois le plasma électron-trou est formé au sein du solide les porteurs de charge peuvent absorber les photons additionels du laser et allant séquentiellement vers des états énergétiques supérieurs. Le coefficient d'absorption dépend de la partie imaginaire de l'indice de réfraction qui est relié à la constante diélectrique . D'après le modèle de Drude ϵ peut être exprimer par[31] :

$$\epsilon = 1 - \omega_p^2 \left[\frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \frac{\tau^2}{\omega \tau (1 + \omega^2 \tau^2)} \right] \quad (1.12)$$

τ :temps de diffusion (une fraction de femtoseconde) et dépend de l'énergie de conduction électronique

ω_p la fréquence de plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e}} \quad (1.13)$$

N : densité des porteurs de charge.

ϵ_0 : permittivité électrique du vide.

L'absorption des photons fait augmenter l'énergie des porteurs de charge dans le plasma à électrons-trou, quand leur énergie est au dessus du gap (ou le niveau de Fermi d'un métal), l'ionisation collisionnelle génère des porteurs de charge additionels excités. Un électron à haute énergie peut ioniser un autre électron à partir de la bande de valence résultant en deux électrons excités avec une énergie plus basse dans la bande de conduction [32], [33] ces électrons peuvent être à leur tours chauffés par l'absorption du rayonnement laser . Ce processus peut se répéter aussi longtemps que le champ électromagnétique du laser est présent et intense, conduisant à ce qui est appelé , **l'avalanche électronique**.L'ionisation par avalanche nécessite la présence de grains d'électrons dans la bande de conduction, qui peuvent être excité par photoionisation.

Dans l'échelle femtoseconde, un large nombre d'électrons libres peut quitter le solide,les modes du réseaux peuvent rester froidement vibrationnels et le solide irradié consiste en des ions chargés et un plasma électrons-trou. Après que 10% des électrons sont extraits le réseaux est affaiblit et commence à fondre ceci est appelé la **fusion non thermique** ou **explosion Coulomb** causée par des électrons et ions hautement énergétique [34],[35].

L'interaction des lasers à haute énergie avec la matière peut conduire à la production de rayons-X de durée comparable à celle du pulse laser.

Pour des irradiances superieurs à $10^{13} W/cm^2$ avec un pulse **femtoseconde**, l'**explosion coulomb** est le principale mécanisme de rupture des liaison.Avec des pulses **femtosecondes**, l'absorption du rayonnement par le plasma peut être négliger, parceque d'après ce qui est connue jusqu'à présent c'est qu'aucune masse est ejectée dans ce cas[3].

1.5.2 Ablation Laser en régime picoseconde

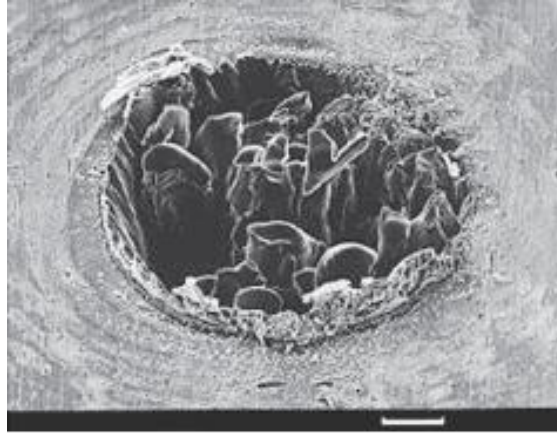


Figure 1.8 – Cratère formé par l'ablation laser d'une feuille épaisse d'acier en régime picoseconde $\lambda = 781nm$. [25, 26]

Pour l'ablation laser en régime picoseconde le réseau peut fondre à travers des processus thermiques et non-thermiques, dépendant de l'irradiance du laser. Les électrons sont éjectés de la surface de la cible durant le pulse, les électrons libres peuvent interagir avec l'air et absorber l'énergie du laser pour initier un plasma d'air pendant la durée du pulse. Le plasma d'air se forme avant que la cible se vaporise [36][37].

L'évolution du plasma induit par laser dans l'air a été simulé avec un modèle de plasma à deux fluides [36]

Le plasma d'air au dessus de l'échantillon, absorbe une partie du rayonnement du laser incident. Contrairement à l'ablation laser en régime nanoseconde l'écrantage du rayonnement par le plasma n'est pas causé par l'absorption de la vapeur, en régime picoseconde cet écrantage est causé par le plasma d'air.

Pour **une impulsion picoseconde** avec une irradiance comprise entre $10^{10} - 10^{13} W/cm^2$, des processus thermique et non thermiques existent [3] comme **l'explosion Coulomb**. Pour l'ablation par des **lasers picoseconde**, le pulse est trop court pour être absorbé par le plasma. L'absorption du rayonnement par le plasma influence la quantité de masse du so-

lide transformé en vapeur et les propriétés de cette dernière. Cependant un plasma d'air peut se former durant la durée du pulse **picoseconde** dûe aux électrons qui s'échappent de la surface de l'échantillon, ce plasma d'air peut absorber une partie du pulse **piconseconde**.

1.5.3 Ablation laser en régime nanoseconde



Figure 1.9 – Cratère formé par l'ablation laser d'une feuille épaisse d'acier en régime nanoseconde $\lambda = 781nm$. [25, 26]

Quand la durée du pulse est dans l'ordre de quelques nanosecondes et que l'irradiance est dans l'ordre de $10^7 - 10^{11} W/cm^2$ certains des mécanismes incluent dans l'ablation sont : la fusion, la sublimation, la vaporisation et l'ionisation.

Si l'irradiance du laser est suffisamment élevée, l'ablation non thermique est aussi importante et peut coexister avec ces mécanismes thermiques.

Pour **une impulsion nanoseconde** avec des irradiances inférieures à $10^8 W/cm^2$, le mécanisme dominant est la vaporisation thermique [3], la température de la surface du solide croît et une transition de phase bien définie a lieu, du solide au liquide, du liquide à la vapeur et de la vapeur au plasma. Quand la durée du pulse est dans le régime **nanoseconde**, la dernière partie du laser peut être absorbée par le plasma induit, ce qui est

appelé **plasma shielding**

La température dans cible peut être calculée avec l'équation de conduction de chaleur [2]

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{k}{C_p \rho_s} \right) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right] + \left(\frac{\alpha}{C_p \rho_s} \right) I(x,t) \quad (1.14)$$

T :représente la température au sein de la cible

x :la position à partir de la surface

k :conductivité thermique

C_p : capacité calorifique à pression constante

ρ_s :la densité en masse de la cible.

Le taux de vaporisation thermique J_v est fonction de la température de la surface, en supposant l'équilibre thermodynamique :

$$J_v = 1.0610^6 \exp\left(-\frac{L_v}{K_B} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_B}\right)\right) \sqrt{\frac{M}{2\pi K_B T_s}} \quad (1.15)$$

L_v :la chaleur de vaporisation

M :masse de la vapeur

K_B :la constante de Boltzmann

T_B :température d'ébullition

T_s :température de la surface.

La masse vaporisée peut être ionisée en absorbant le rayonnement laser incident formant un plasma. Le rayonnement laser est absorbée initialement par inverse Bremsstrahlung qui consiste en l'absorption d'un photon par un électron libre durant la collision avec une particule lourde (ion, atome). Le Coefficient d'absorption par inverse Bremsstrahlung est donné par :

$$\alpha_{IB} = [QN_e N_0 + \frac{4e^6 \lambda^3 N_e Z^2 N_i}{3hc^4 m_e} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e}\right)^{1/2}] [1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e}\right)] \quad (1.16)$$

Q :section efficace de l'absorption d'un photon par électron durant la collision avec les atomes

c :vitesse de la lumière

N_e :densité des électrons

N_i :densité des ions

N_0 :densité des neutres

T_e :température des électrons

Le premier terme du côté droit de l'égalité est relié à l'interaction électron-atomes et le second est relié à l'interaction électron-ion.

L'ionisation multiphotonique dans la vapeur, contribue également à ce processus si l'irradiance du laser est haute et sa longueur d'onde est courte.

Quand le panache plasma est proche de la densité critique, la partie restante du pulse sera absorbée avant d'atteindre la cible.

1.6 Plasmas induits par lasers

Comprendre les processus d'ignition du plasma aide à déterminer les conditions optimales pour les mesures de la LIBS.

L'initiation du plasma audessus de la surface de la cible commence dans la vapeur chaude. En premier lieu, l'absorption du rayonnement laser se fait par le Bremsstrahlung électrons-neutres. Quand suffisamment d'électrons sont générés le mécanisme d'absorption dominant devient l'inverse Bremsstrahlung inverse électrons-ions.

La photoionisation des états excités peut aussi contribuer dans le cas des interactions avec des rayonnements de courtes longueurs d'ondes.

Le plasma produit s'étend dans le vide ou dans un gaz environnant où les électrons présents dans le plasma modifient la propagation du rayonnement laser [3].

Le plasma formé par une haute intensité ou une courte impulsion présente un fort gradient de densité et de température ce qui n'est pas le cas du plasma induit par un laser

de moindre intensité ou une durée d'impulsion plus longue.

Un des processus les plus importants dans l'interaction laser-plasma pour la compréhension de la LIBS est l'émission des radiation du plasma, allant du visible jusqu'au rayons-X [3]

La composition d'un spectre émis par un plasma contient des raies ainsi que des continuums.

L'étude des raies caractéristiques émises par le plasma peut donner des informations sur la composition de la cible (ie : les éléments qui la constituent).

Le rayonnement continu est émis par le plasma en raison des transitions libre-libre et libre-lié.

Les transitions libre-libre (émission Bremsstrahlung) sont dues à l'interaction des électrons avec les ions positivement chargés de charge Z et de densité N_z . La densité de puissance spectrale pour une distribution électronique Maxwellienne à une température T_e est donnée par [3] :

$$I_\nu = Z_{eff} \frac{N_e N_z}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) \quad (1.17)$$

Z_{eff}, N_e, N_z, T_e : sont la charge effective pour une émission Bremsstrahlung, la densité des électrons, la densité des ions et la température électronique respectivement.

Pour les plasmas induits par laser, les électrons très énergétiques (suprathermiques) ont un long libre parcours moyen, ils peuvent donc pénétrer dans la partie froide de la cible. dans ce cas le spectre du Bremsstrahlung est modifié, car les électrons (de toute énergie) sont ralentis par leur interaction par la matière froide [3].

Dans les transitions libre-lié (recombinaison radiative), un électron libre d'énergie cinétique E_e est capturé par un ion de charge Z dans un niveau lié n de l'ion de charge $(Z - 1)$, d'énergie d'ionisation χ^n , il en résulte l'émission d'un photon d'énergie :

$$h\nu = E_e + \chi^n \quad (1.18)$$

L'émissivité d'une raie spectrale (ie : nombre de photons émis par unité de temps et unité de volume), est égale au produit de sa probabilité de transition radiative et de la densité des espèces émettrices du niveau excité. D'un autre côté le coefficient d'absorption d'une raie est obtenue par la probabilité de transition radiative en utilisant les relation d'Einstein. Pour l'interprétation de la raie d'émission, la population du niveau excité doit être connue [3]

L'expérimentation et la théorie [3], ont montré que des densités aussi larges que 10^{20}cm^{-3} et des température de l'ordre de $2eV$ sont typiques des processus d'ablation par les lasers nanosecondes.

Cependant après $5ns$, T_e et T_i (température électronique et ionique), deviennent presque égales par thermalisation en raison des collisions.

Ceci est une condition pour le plasma d'être en équilibre thermodynamique local, et c'est la raison pour laquelle les mesures de ma LIBS sont faits quelques microsecondes après la formation du plasma ie : quand le plasma de la LIBS est sous de telles conditions de recombinaison.

Les intervalles de N_e et T_e des plasmas de LIBS sont suffisants pour satisfaire les conditions de l'ETL, où les équations de Saha et de Boltzmann donnent les fractions de densité des cobstituants du plamsa y compris les fraction de densité des états excitées.

Ces équations impliquent aussi la validité de la fonction de distribution Maxwellienne, pour la description de la fonction de distribution de l'énergie des électrons.

De plus, ces distributions (Saha,Boltzmann et Maxwell), s'adaptent aux valeurs locales de N_e et T_e durant le processus d'expansion du plasma.

Les plasmas de la LIBS et leur émission dépendent des conditions expérimentales, qui doivent être optimisées pour que les hypothèses de l'ETL et du plasma optiquement mince soient satisfaits.

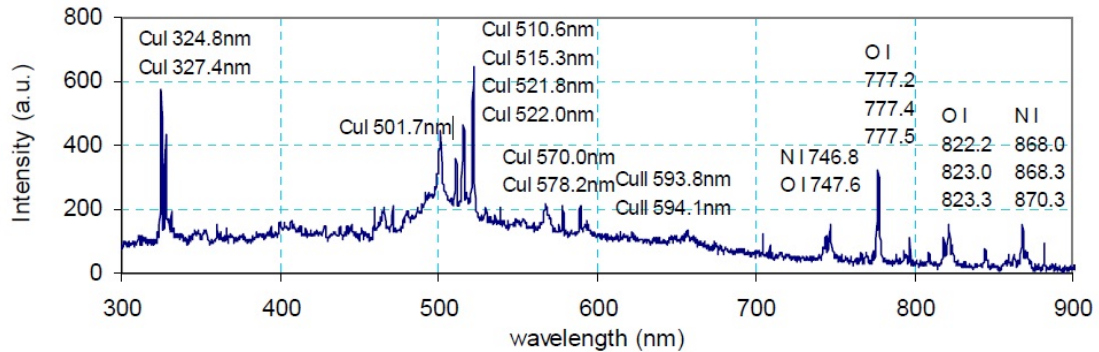


Figure 1.10 – Spectre émis par un plasma de cuivre induit dans l'air. [38]

1.7 Conclusion

Dans le présent chapitre nous avons présenté, une étude bibliographique sur les mécanismes de l'interaction des lasers impulsionnels avec les gaz, les liquides et les solides, en se concentrant plus particulièrement aux mécanismes de l'interaction des lasers en régime femtoseconde, picoseconde et nanoseconde avec les solides.

Dans le prochain chapitre sera présenté une description mathématique de l'interaction des pulses nanoseconde avec les solides.

CHAPITRE 2

MODÉLISATION

2.1 Introduction

Nous allons présenter ici différentes approches de modélisation de l'interaction d'un rayonnement laser impulsionnel avec des cibles solides.

Lorsqu'un rayonnement laser est focalisé sur la surface d'un échantillon solide, celui-ci absorbe une partie de l'énergie qui lui est délivrée ce qui provoque une augmentation de sa température et d'éventuels changements de phase qui dépendent non seulement des caractéristiques du rayonnement mais également des propriétés du matériau en question.

Les processus selon les quels un rayonnement laser impulsionnel est absorbé par la matière ne sont pas totalement connus. Il n'existe donc pas un modèle général capable de décrire les mécanismes selon les quels le rayonnement laser interagit avec la matière et de prédire les résultats de cette interaction.

Les différents mécanismes que nous devons mettre en évidence pour notre modélisation sont comme suit :

- L'interaction laser-cible : qui se caractérise par le transfert de l'énergie du laser au matériau causant son chauffage, sa fusion, et son évaporation ou une sublimation directe
- L'expansion de la vapeur qui se forme au dessus de la surface de la cible
- La formation du plasma à partir de l'absorption du rayonnement laser par la vapeur et également l'absorption du rayonnement par le plasma lui même

Il existe plusieurs modèles qui tentent de décrire l'interaction laser-cible chacun d'entre eux est régi par des hypothèses bien définies. Nous voulons d'abord avoir une vue d'ensemble sur ces différentes approches de modélisation et mettre en évidence leurs différentes conditions et hypothèses de base pour finalement définir un modèle que nous

utiliserons par la suite pour notre simulation numérique.

Les processus thermiques dans la cible sont modélisés par l'équation de la chaleur à travers laquelle on espère avoir une idée sur l'évolution de la température au sein de la cible qui est due à l'absorption de l'énergie du laser à parti de l'endroit de son application. [39–42]

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{k}{C_p \rho} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \right] + \frac{\alpha_a}{C_p \rho} [1 - R] I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (2.1)$$

où

T : désigne la température au sein de l'échantillon

x : Distance au sein du matériau à partir de la surface

t : le temps

k, C_p, ρ et α_a : désignent la conductivité thermique , la capacité calorifique, la densité en masse, et le coefficient d'absorption du matériau respectivement. $I(t)$: profile temporel de l'impulsion laser

Notre intérêt porte sur la modélisation à une seule dimension.

C'est une approximation que nous pouvons valider par le calcul de la longueur de diffusion du rayonnement dans le matériau [43], qui sera comparée à des grandeurs telles que :

w : le rayon du faisceau,

l_{α_a} : la profondeur de pénétration (qui est l'inverse du coefficient d'absorption)

et

e : l'épaisseur du matériau.

La longueur de diffusion dépend de la durée du pulse et de la diffusivité thermique de la cible, ceci s'exprime par la relation suivante [43] :

$$l_T = 2\sqrt{\kappa \zeta} \quad (2.2)$$

l_T : la longueur de diffusion thermique

κ : la diffusivité thermique du matériau

ζ : la durée du pulse.

Le modèle thermique à une dimension n'est valable que si : [43]

$$l_{\alpha_a} \ll l_T \ll w, e \quad (2.3)$$

Ceci signifie que la distance sur laquelle s'effectue la diffusion de la température au sein du matériau doit être très supérieure devant la profondeur de pénétration du rayonnement, et très inférieure devant le rayon du laser ainsi que l'épaisseur de l'échantillon.

Ceci traduit une très forte absorption du rayonnement par le matériau, un flux latéral négligeable et un échantillon semi-infini.

Ces sont donc les conditions à vérifier pour valider le modèle à une seule dimension.

Cette partie est sensible aux hypothèses sur lesquelles notre approche repose, notamment le profil de l'impulsion, les paramètres du matériau et si le rayonnement absorbé joue ou pas le rôle d'une source interne.

L'expansion de la vapeur est quant à elle sensible au milieu environnant dans laquelle elle s'effectue qui peut être du vide ou un autre gaz telle que l'hélium ou l'argon.

L'absorption du rayonnement par le plasma se fait par inverse bremsstrahlung et/ou photoionisation

Dans ce qui va suivre nous allons discuter la modélisation de chaque mécanisme et de montrer que chacun est totalement lié aux autres.

2.2 Processus dans l'échantillon

Quand un laser à haute puissance irradie une surface matérielle, une partie de l'énergie du laser est absorbée et se propage à l'intérieur du matériau par conduction. Si l'énergie

gie est suffisamment élevée, la surface du matériau fond puis se vaporise ou se vaporise directement (une sublimation). Dans ces conditions comme nous l'avons déjà évoqué, les processus thermiques au sein de la cible sont étudiés au moyen de l'équation de la chaleur. Plusieurs applications pratiques sont basées sur ces phénomènes telles que : la soudure, la coupure des métaux, le perçage de trous [44–48]. Pour la LIBS c'est également ces mêmes processus qui apparaissent sauf que les paramètres du laser doivent permettre d'aller au delà de la vaporisation c'est à dire la formation du plasma ie une durée d'impulsion dans l'ordre de quelque nanosecondes et une irradiance aux alentours de 10^9 W/cm^2 [2]

2.2.1 Approche à deux étapes : Fusion-évaporation

Comme le titre de cette partie l'indique l'effet du rayonnement laser sur la cible se manifestera en deux étapes successives bien distinctes à savoir l'absorption de l'énergie jusqu'à atteindre la température de fusion, l'absorption de l'énergie continue au delà jusqu'à l'évaporation et la formation d'un plasma tant que le laser opère encore.

Nous allons tout d'abord commencer par simplifier le problème, en éliminant les non-linéarités et certains termes pour pouvoir faire des calculs analytiques. Après nous allons de plus en plus tenter d'apporter des modifications au modèle simplifier pour tenter de nous approcher des réelles conditions de l'interaction

2.2.1.1 Modèle avec paramètres constants et sans source interne

Commençons en premier lieu à établir les hypothèses suivantes qui nous permettent d'obtenir un modèle thermique le plus simple possible :

- Un pulse dont l'irradiance est constante [44, 49]
- Les paramètres optiques du matériau indépendants de la température [2, 43, 44, 49]
- Les propriétés thermiques indépendantes de la température [2, 43, 44, 49, 50]
- L'absorption du rayonnement s'effectue uniquement à la surface du matériau et la chaleur diffuse dans le matériau par conduction, ie le rayonnement laser n'est pas

supposé jouer le rôle d'une source interne et le terme qui exprime cette dernière dans l'équation de la chaleur peut être retiré [44, 49, 51]

- L'échantillon est assimilé à un solide semi-infini [44, 49], ce qui signifie que la profondeur de diffusion de la chaleur et sur laquelle les effets thermiques sont ressentis est inférieure à l'épaisseur de l'échantillon, et par conséquent aucun échange de la chaleur ne se fait à la surface arrière du matériau [44]

Ce qui suit est une résolution approximative du problème de conduction de la chaleur à une dimension obéissant aux hypothèses précédentes dans les régions solides et liquide, nous aurons un problème linéaire à traiter.

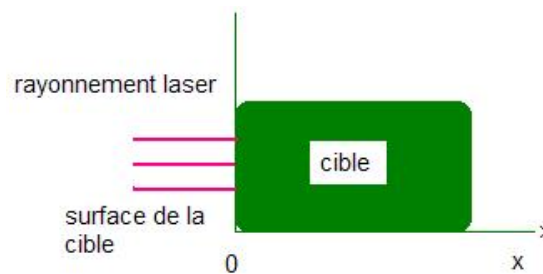


Figure 2.1 – La géométrie de l'interaction

1. Avant la fusion :

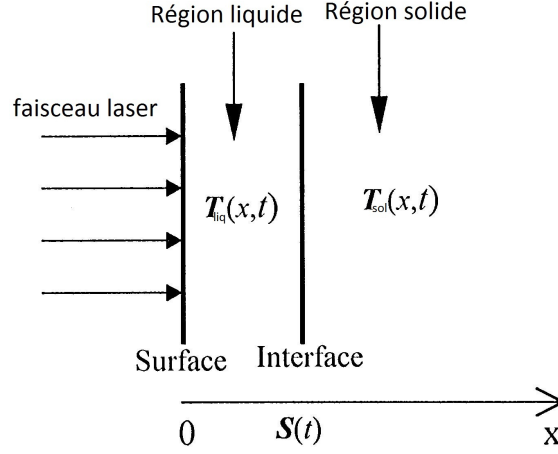


Figure 2.2 – Changement de phase dû à l'absorption du rayonnement

Avant que la surface du matériau n'atteignent la température de fusion T_f , son évolution au sein de la cible est décrite par l'équation suivante [44, 49, 51]

$$\frac{\partial^2 T_{sol}(x,t)}{\partial^2 x} - \frac{1}{\kappa_{sol}} \frac{\partial T_{sol}(x,t)}{\partial t} = 0, 0 \leq x \leq \infty \quad (2.4)$$

Qui obéit aux conditions aux limites suivantes

$$-k_{sol} \frac{\partial T_{sol}(x,t)}{\partial x} = \beta I, x = 0 \quad (2.5)$$

$$T_{sol}(\infty, t) = T_a \quad (2.6)$$

$$T_{sol}(x, 0) = T_a \quad (2.7)$$

$T, k_{sol}, \kappa_{sol}, \beta$ sont respectivement : La température, la conductivité thermique, la diffusivité thermique et l'absorptivité à l'état solide.

Avec :

$$\kappa_{sol} = \frac{k_{sol}}{C_{psol} \rho_{sol}} \quad (2.8)$$

T_a : température ambiante

I : densité de puissance du laser

L'équation (2.4) peut avoir le profile de température suivant comme solution [49]

$$T_{sol}(x,t) = T_s(t) \exp\left(-\frac{x}{\delta(t)}\right) \quad (2.9)$$

Ou un autre profile tel que : [44]

$$T(x,t) = T_s(t) \left(1 - \frac{x}{\delta(t)}\right)^{F(t)} \quad (2.10)$$

T_s : représente la température de la surface

$\delta(t)$ fonction temporelle représentant la profondeur de diffusion de la température dans le solide.

$F(t)$: fonction sans dimension.

En remplaçant (2.9) dans (2.4) et (2.5), nous obtenons :

$$\frac{dT_s(t)}{dt} = \frac{\kappa_{sol}}{\delta^2(t)} T_s(t) \quad (2.11)$$

$$T_s(t) = \frac{\beta_{sol} I}{K_{sol}} \delta(t) \quad (2.12)$$

D'après les deux relations précédentes on obtient :

$$T_s(t) = T_a + \frac{\beta_{sol} I}{\sqrt{C_{p_{sol}} \rho_{sol} k_{sol}}} (2t)^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

$$\delta(t) = \sqrt{2\kappa_{sol} t} \quad (2.14)$$

Quand la température de la surface est égale à la température de fusion le temps pour la surface d'atteindre cette température lorsque (2.9) est prise comme expression du profile de la température [49]

$$t_m = \frac{(T_f - T_a)^2 C_{p_{sol}} \rho_{sol} k_{sol}}{2(\beta_{sol} I)^2} \quad (2.15)$$

Alors que si le profile de la température est supposé III.1 on aura cette expression pour le temps de fusion [44]

$$t_m = \frac{2k_{sol}\rho_{sol}C_{p_{sol}}}{3} \left(\frac{T_f - T_a}{I\beta_{sol}} \right)^2 \quad (2.16)$$

Pour d'autres profiles voici deux autres expressions du temps de fusion [45, 52]

$$t_m = \frac{3k_{sol}\rho_{sol}C_{p_{sol}}}{4} \left(\frac{T_f - T_a}{I\beta_{sol}} \right)^2 \quad (2.17)$$

$$t_m = \frac{\pi k_{sol}\rho_{sol}C_{p_{sol}}}{4} \left(\frac{T_f - T_a}{I\beta_{sol}} \right)^2 \quad (2.18)$$

1. Après la fusion

Les équations de conduction de la chaleur dans les régions liquide et solide peuvent être décrite par [49, 53]

$$\frac{\partial^2 T_{liq}(x,t)}{\partial^2 x} - \frac{1}{\kappa_{liq}} \frac{\partial T_{liq}(x,t)}{\partial t} = 0, 0 \leq x \leq S(t) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial^2 T_{sol}(x,t)}{\partial^2 x} - \frac{1}{\kappa_{sol}} \frac{\partial T_{sol}(x,t)}{\partial t} = 0, S(t) \leq x \leq \infty \quad (2.20)$$

Avec les conditions aux limites suivante :

$$k_l \frac{\partial T_{liq}(x,t)}{\partial x} = \beta_{liq} I, x = 0 \quad (2.21)$$

$$T_{sol}(x,t) = T_{liq}(x,t) = T_f, x = S(t) \quad (2.22)$$

$$T_{sol}(x,t) = T_a, x \rightarrow \infty \quad (2.23)$$

Quand le solide fond , l'interface solide-liquide se déplace (dans la direction des $x \geq 0$). Dans ce cas la chaleur latente de fusion absorbée à l'interface durant la fusion est délivrée à l'interface grâce à l'apport en chaleur en $x = 0$.

En écrivant l'équation du bilan énergétique pour l'interface [53] :

$$q_{sol} - q_{liq} = \rho L \frac{dS(t)}{dt} \quad (2.24)$$

q_{sol} et q_{liq} : sont respectivement les flux venant des phases solide et liquide.

$$\left[k_{sol} \frac{\partial T_s}{\partial x} - k_{sol} \frac{\partial T_l}{\partial x} \right]_{x=S(t)} = \rho L \frac{dS(t)}{dt} \quad (2.25)$$

où

liq : définie les paramètres de la phase liquide

sol : définie les paramètres de la phase solide

T_f : la température de fusion du matériau irradié

$S(t)$: la position de l'interface solide / liquide

Considérons maintenant les profils de températures suivant dans les phases solides et liquides respectivement : [49]

$$T_{liq} = T_{sol} \exp\left(-\frac{x}{\delta(t)}\right) \quad (2.26)$$

$$T_s = T_f \exp\left(\frac{-x - S(t)}{\delta_s(t)}\right) \quad (2.27)$$

satisfesants (2.22)et(2.23)

$\delta_{liq}(t)$:profondeur de pénétration de la température dans la région liquide $\delta_{sol}(t)$:profondeur de pénétration de la température dans la région solide

Remplacer le profile de la température de la phase liquide dans l'équation de la chaleur de cette même phase et ceci pour $x = 0$, et faire de même pour la phase solide et ceci pour $x = \delta(t)$ pour obtenir :

$$\frac{dT_s(t)}{dt} - \kappa_{liq} \frac{T_s(t)}{\delta_{liq}^2(t)} = 0 \quad (2.28)$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{\kappa_{sol}}{\delta_{sol}(t)} \quad (2.29)$$

Remplacer(2.26) dans (2.21) pour obtenir

$$\frac{k_{liq}T_s(t)}{\delta_{liq}(t)} = \beta_{liq}I \quad (2.30)$$

Remplacer (2.26)et (2.27)dans (2.25) et en faisant intervenir (2.22) nous obtenons :

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{T_f}{\rho_{sol}L} \left(\frac{k_{liq}}{\delta_{liq}(t)} - \frac{k_{sol}}{\delta_{sol}(t)} \right) \quad (2.31)$$

En maniant les équations(2.28)(2.29)(2.30)(2.31) les équations suivantes sont obtenues :

$$\delta_{liq}(t) = \frac{k_l}{\beta_{liq}I} \left[\frac{2\kappa_{liq}\beta_{liq}^2 I^2}{k_l^2} t + C_0 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.32)$$

$$\delta_{sol}(t) = \frac{\rho_{sol}L}{\beta_{liq}IT_f} \left(\kappa_{sol} + \frac{T_f K_{sol}}{\rho L} \right) \left[\frac{2\kappa_{liq}\beta_{liq}^2 I^2}{k_{liq}^2} t + C_0 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.33)$$

$$S(t) = \frac{k_{liq}}{\beta_{liq}I} \left[\frac{2\kappa_{liq}\beta_{liq}^2 I^2}{k_{liq}^2} t + C_0 \right]^{\frac{1}{2}} \ln \left(\frac{\left[\frac{2\kappa_{liq}\beta_{liq}^2 I^2}{k_{liq}^2} t + C_0 \right]^{\frac{1}{2}}}{T_f} \right) \quad (2.34)$$

avec

$$C_0 = T_f^2 - \frac{\kappa_{liq}k_{sol}^2\beta_{liq}^2}{\kappa_{sol}k_{liq}^2\beta_{sol}^2} (T_f - T_a)^2 \quad (2.35)$$

Quand la température de la surface de la deuxième étape est égale á la température de vaporisation le temps pour la surface d'atteindre cette température est[49]

$$t_v = \frac{(T_v^2 - C_0)k_{liq}^2}{2(\beta_{liq}I)^2\kappa_{liq}} \quad (2.36)$$

Si au delà de ce temps le laser irradie toujours le matériau , la vapeur qui se formera au dessus de la surface solide de la cible absorbera à son tous une partie de l'énergie du laser et un plasma se formera

2.2.1.2 Modèle avec des paramètres dépendants de la température et du temps

Les hypothèses de modélisation dans ce cas sont :

- Le pulse à profile temporel idéalement gaussien [2, 43, 50]
- Les paramètres optiques du matériau sont fonction de la température pour les milieux conducteurs[50, 54],et constants pour d'autres milieux tels les semiconducteurs [55]
- Les propriétés thermiques indépendantes de la température[2, 43, 50]
- Le rayonnement laser absorbé est supposé jouer le rôle d'une source interne au sein de la cible [2, 43, 50, 54]
- Pas d'échange de chaleur à la surface arrière de l'échantillon [43, 50]

1. Avant la fusion

la variation de la température dans la cible durant cette phase est décrite par l'équation de chaleur [50, 54]

$$C_{p_{sol}}\rho_{sol}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{k_{sol}\partial T}{\partial x}\right) + Q(x,t)(0 < t \leq \tau_m) \quad (2.37)$$

Avec :

$$Q(x,t) = \beta(T)\alpha_a(T)I(t)\exp(-\alpha_a(T)x) \quad (2.38)$$

Qui obéit aux conditions aux limites suivantes qui sont des conditions de conservation de l'énergie et d'adiabacité [50, 54]

$$-k_{sol}\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x=0} = \beta(T)I(t)(0 < t \leq \tau_m) \quad (2.39)$$

$$-k_{sol}\frac{\partial T(x,t)}{\partial x}\Big|_{x \rightarrow \infty} = 0(0 < t \leq \tau_m) \quad (2.40)$$

$\beta(T)$ et α_a étant l'absorptivité et le coefficient d'absorption du matériau dont les expressions pour une cible métallique dans le cadre de l'approximation de Hagen-Rubens

[56, 57] dont la démonstration figure dans II.1 sont les suivantes, nous avons pu corriger notamment l'expression de l'absorptivité [50, 54] :

$$\beta(T) = 2\sqrt{\frac{4\pi c \varepsilon_0 (1 + \alpha_T(T(x,t) - T_a))}{\lambda \sigma_0}} \quad (2.41)$$

$$\alpha_a(T) = \sqrt{\frac{4\pi \sigma_0}{\varepsilon_0 \lambda (1 + \alpha_T(T(x,t) - T_a))}} \quad (2.42)$$

Le profile temporel de l'impulsion laser est le suivant [50] :

$$I(t) = I_0 \exp\left(-\frac{(t - \tau)^2}{2\zeta^2}\right) \quad (2.43)$$

(2.37) et ses conditions aux limites sont supposées être valables avant que le temps ne soit égale au temps de fusion dont l'expression est censée être la même que pour le cas des paramètres constants [44] selon [50, 54], alors que les hypothèses de modélisation sont totalement différentes, nous avons tenté de déterminer l'expression du temps de fusion qui correspond aux conditions de ce modèle dans III.1.2 et nous avons conclu que ça ne peut pas être l'expression correcte, cependant nous n'avons pas été capable d'en titrer une expression du temps de fusion car nous avons été confronté à une équation non linéaire que nous n'avons pas pu résoudre.

1. Après la fusion

au delà de la température de fusion la cible s'évapore depuis sa surface puis passe à l'état plasma, en prenant en considérations l'effet de l'évaporation la variation de la température sera décrite à l'aide de cette équation [50] :

$$C_{pliq} \rho_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} + C_{pliq} \rho_{liq} u(t) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{k_{liq} \partial T(x,t)}{\partial x} + Q(x,t), (\tau_m < t < \tau) \quad (2.44)$$

la conservation de l'énergie impose les conditions aux limites suivantes [50] :

$$-k_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\Delta H_v \rho_{liq} u(t) + \beta(T) I(t) \quad (2.45)$$

$$-k_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0 \quad (2.46)$$

$u(t)$: étant la vitesse de vaporisation qui est défini par [43, 58–60]

$$u(t) = 0.32 \frac{P}{\rho} \sqrt{\frac{m}{k_b T_s(t)}} \quad (2.47)$$

Le coefficient de correction 0.32 tient compte de l'influence de la couche de Knudsen [59, 60]

m, k_b, ρ, P sont la masse moyenne des particules, la constante de Boltzmann, la densité du matériau respectivement et la pression de la vapeur au dessus de la surface évaporée

La pression de la vapeur peut être estimée par l'équation de Clausius Clapeyron [60–63]. :

$$P = P_b \exp\left[\frac{\Delta H_v}{R} \left(\frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_s(t)}\right)\right] \quad (2.48)$$

P_b : La pression atmosphérique

2.2.2 approche à une seule étape :Sublimation

Commençons tout d'abord par mettre en évidence les hypothèses de cette approche de modélisation

- Le pulse à un profile temporel idéalement gaussien [43, 50, 63, 64]
- Des paramètres optiques indépendant de la température même s'il s'agit d'un milieu conducteur[64]
- Des propriétés thermiques indépendantes de la température
- Le rayonnement laser est supposé jouer le rôle d'une source interne au sein du matériau[64]

- Tous les processus sont au même temps inclus tel le processus de vaporisation dans l'équation de la chaleur et ses conditions aux limites [43, 64, 65]

L'équation de la chaleur 1D décrivant la propagation du flux de chaleur dans l'échantillon irradié peut être écrite comme suit [60–63]

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - u(t) \frac{\partial T}{\partial x} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = (1 - \Re(\lambda)) \alpha_a I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (2.49)$$

ρ, C_p, k : densité, chaleur spécifique, conductivité thermique du matériau respectivement, toutes prises constantes (indépendantes de la température).

Ce modèle thermique obéit aux conditions aux limites suivantes :

À la surface arrière : la Condition de Dirichlet

$$T(l, t) = T_a \quad (2.50)$$

Cette condition indique que la diffusion thermique se fait sur une épaisseur beaucoup plus petite que l'épaisseur de la cible

À la surface irradiée : la Condition de Neumann exprime le bilan énergétique [64, 65]

$$k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \Delta H_v \rho u(t) \quad (2.51)$$

La condition initiale est telle que

$$T(x, t = 0) = T_a \quad (2.52)$$

2.2.3 Modèle à deux températures

Nous avons présenté précédemment des modèles thermiques de l'interaction laser-matière valables pour des régimes nano et picosecondes, qui se révèlent être en accord avec l'expérimentation sur des métaux, diélectriques et semiconducteurs [64]. L'hypothèse

majeure de ces modèles est l'existence d'un équilibre thermodynamique entre les électrons et le réseau des matériaux sur lesquels les impulsions opèrent.

Cependant due à la courte durée des impulsions picosecondes les électrons et le réseau peuvent ne pas être toujours en équilibre thermodynamique et le processus de diffusion de la chaleur devrait être décrit par un modèle à deux température [65–69]

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_e \frac{\partial T_e}{\partial x} - G(T_e - T_i) + Q(x, t) \quad (2.53)$$

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = G(T_e - T_i) \quad (2.54)$$

Où : C_e la capacité calorifique volumique des électrons , C_i la capacité calorifique volumique du réseau T_i la température des ions, T_e la température des électrons, G un paramètre de couplage électrons-réseau k_e conductivité thermique des électrons

Avec :

$$Q(x, t) = [1 - \Re] \alpha_a I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (2.55)$$

et

$$G = \frac{C_e}{\tau_e} \quad (2.56)$$

Où : τ_e : temps moyen d'échange d'énergie entre les électrons et le réseau.

Puisque notre intérêt porte sur l'interaction laser-matière et l'ablation laser dans les conditions d'opération de la LIBS, et parce que dans ce cas les impulsions les plus communément utilisées sont dans la régime nanoseconde [69] , sans exclure l'utilisation récentes des impulsions ultra-courtes ie picosecondes et femtosecondes [6] à ce stade nous n'allons pas porter d'avantage d'intérêt à ce modèle.

2.3 Processus dans la vapeur et formation du plasma

2.3.1 Expansion de la vapeur :

Dès que la température de la cible est suffisamment élevée, la matière évaporée tend à s'échapper et à s'étendre dans le milieu environnant.

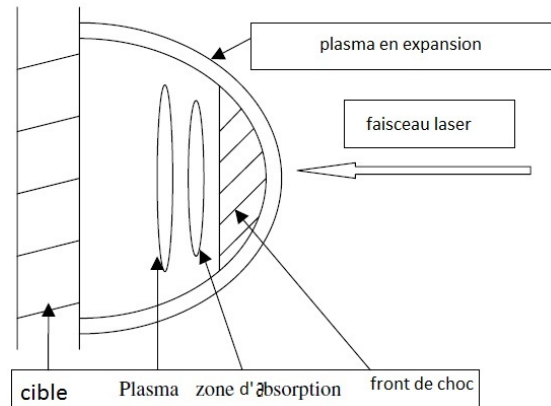


Figure 2.3 – Expansion du panache dans le milieu environnant en direction du faisceau laser. [1]

L'expansion de la vapeur qui se forme au dessus de la surface de l'échantillon est étudiée au travers d'équations hydrodynamiques.

Si Ce phénomène s'effectue dans le vide il sera décrit par les équations d'Euler d'hydrodynamique exprimant la conservation de la densité de la masse, le moment et l'énergie, si par contre il s'effectue dans un gaz environnant tel que l'hélium ou l'argon il sera décrit par les équations de Navier-Stokes. [70, 71].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}[p + \rho v^2] \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho(E + \frac{v^2}{2})] = -\frac{\partial}{\partial x}[\rho v(E + \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2})] + \alpha_{IB}I_{laser} - \epsilon_{rad} \quad (2.59)$$

$$p = (1 + x_e) \frac{\rho k_B T}{m} \quad (2.60)$$

$$\rho E = \frac{\rho}{m} [\frac{3}{2}(1 + x_e)k_B T + IP_1 x_{i1} + (IP_1 + IP_2)x_{i2}] \quad (2.61)$$

Les deux dernières équations sont valables en supposant que la matière évaporée suit la loi des gaz parfaits avec

P : la pression et E : L'énergie interne, ρ : la densité massique, ρv : le moment, ρE : la densité de l'énergie interne, ρv^2 : la densité de l'énergie cinétique

x_e, x_{i1}, x_{i2} : désignent les fractions des électrons, atome une fois ionisé, et atome deux fois ionisé respectivement

IP_1, IP_2 représentent le premier et le second potentiel d'ionisation du matériau considéré

Le produit $\alpha_{IB}I_{laser}$ donne l'absorption locale de l'énergie du laser qui représente un gain pour l'énergie interne de la vapeur.

Finalement ϵ_{rad} est la quantité d'énergie émise par la vapeur par unité de volume durant temps dans le processus de Bremsstrahlung qui représente une perte dans l'énergie interne de la vapeur.

L'influence de la partie hydrodynamique sur la partie thermique pourrait apparaitre dans la condition à la surface d'irradiation [72] :

$$-k \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} + v(n_0 \Delta H_v + \rho E + \rho v^2 + P) = [1 - \mathfrak{R}]I(t) \quad (2.62)$$

n_0 : étant la densité des espèces neutres

2.3.2 Formation du plasma

La matière évaporée peut s'ioniser en absorbant une partie de l'énergie du laser incident formant ainsi un plasma. Une fois le plasma formé une partie du rayonnement

laser y sera absorbée par ou par inverse Bremsstrahlung ¹ ou par photoionisation. Par conséquent l'irradiance du laser est partiellement absorbé par le plasma avant d'atteindre la cible, ceci est appelé "Plasma shielding" ou "Ecrantage du rayonnement par le plasma"[69, 73]

Les deux contributions de l'inverse Bremsstrahlung sont [60, 74] :

- L'IB électron-ion

$$\alpha_{IB,e-i} = [1 - \exp(-\frac{hc}{\lambda k_b T})] \frac{4e^6 \lambda^3 n_e}{3hc^4 m_e} \sqrt{\frac{2\pi}{3m_e k_b T}} (Z_1^2 n_{i1} + Z_2^2 n_{i2}) \quad (2.63)$$

- L'IB électron-neutre

$$\alpha_{IB,e-n} = [1 - \exp(-\frac{hc}{\lambda k_b T})] \phi n_e n_0 \quad (2.64)$$

avec

ϕ : la section efficace pour l'absorption d'un photon avec un électron lors d'une collision avec des neutres.

Le terme $[1 - \exp(-\frac{hc}{\lambda k_b T})]$ qui est commun entre les deux processus d'IB tient compte de l'émission stimulée.

La section efficace de photoionisation peut être exprimée par [50, 75] :

$$\sigma_{PI} = 7.910^{-18} \frac{(IP - E^*)^{2.5} IP_H}{(h\nu)^3} \quad (2.65)$$

où : IP : le potentiel d'ionisation de l'atome, E^* :L'énergie du niveau excité qui peut être photoionisé et IP_H est le potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

Puisque plusieurs collisions ont lieu entre les différentes particules, le plasma peut être considéré à l'équilibre thermodynamique local. Ceci signifie que dans une région suffisamment petite l'équilibre thermique est établi entre électrons, ions et neutres et ils

¹IB : Absorption d'un photon par un électron libre lors de la collision avec une particule lourde (un ion ou un atome)

sont caractérisés par une température commune . De plus le degré d'ionisation (c.à.d la fraction des électrons et ions) peut être décrit par la lois de Saha-Eggert[74].

Si par exemple on suppose la présence d'éléments une fois ainsi que deux fois ionisés, deux différentes équations de Saha-Eggert sont incorporé dans le modèle , pour la fraction des espèces une fois ionisées par rapport aux neutres et pour la fraction des espèces deux fois ionisées par rapport aux espèce une fois ionisées. Ceci se traduit par [2]

$$\frac{x_e x_{i1}}{x_0} = \frac{1}{n_{vap}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp - \frac{IP_1}{k_B T} \quad (2.66)$$

$$\frac{x_e x_{i2}}{x_1} = \frac{1}{n_{vap}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp - \frac{IP_2}{k_B T} \quad (2.67)$$

$$x_0 + x_{i1} + x_{i2} = 1 \quad (2.68)$$

$$x_{i1} + 2x_{i2} = x_e \quad (2.69)$$

Ces deux dernières équations tiennent pour la conservation de la masse et de la charge.

Ces équations avec (2.61) sont résolues afin d'obtenir $x_e x_{i1} x_{i2} x_0$ et T en toute position dans le panache sauf pour la première position près de la surface qui sera donnée par

$$\frac{x_{i1}}{x_0} = \exp \left(\frac{\Phi - IP_1}{k_B T_s} \right) \quad (2.70)$$

Ces équations sont valables car il est généralement admis que les plasmas de la LIBS sont en équilibre thermodynamique local.

Le critère suivant doit être satisfait pour qu'un plasma soit en équilibre thermodynamique local [76, 77] :

$$N_e \geq 1.610^{12} \Delta E^3 T_e^{\frac{1}{2}} \quad (2.71)$$

où :

N_e : densité des électrons

$\Delta E(eV)$: est la plus grande énergie de transition pour la quelle la condition est satisfaite.

$T_e(K)$: la température d'excitation

Pendant la validité de l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local pour les plasmas de la LIBS ,à été remise en question [78, 79] mais à ce stade nous nous contenterons d'admettre l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local .

2.3.2.1 Conséquences de l'absorption du rayonnement laser par le plasma

Parce que le rayonnement laser est partiellement absorbé par le plasma, ceci diminuera la quantité d'énergie qui atteint la cible, donc pour avoir l'évolution de la température au sein de la cible pendant toute la durée d'irradiation ce processus doit intervenir dans le modèle thermique qui étudie les processus dans l'échantillon.

Il existe dans la littérature différentes façon de tenir compte de ce phénomène :

La première est de faire intervenir l'équation dynamique de l'expansion d'un plasma [80] :

$$X(t)\left[\frac{1}{\tau} \frac{dX}{dt} + \frac{d^2X(t)}{dt^2}\right] = Y(t)\left[\frac{1}{\tau} \frac{dY}{dt} + \frac{d^2Y(t)}{dt^2}\right] = Z(t)\left[\frac{1}{\tau} \frac{dZ}{dt} + \frac{d^2Z(t)}{dt^2}\right] = \frac{k_b T_p}{m} \quad (2.72)$$

Résoudre cette équation permet de savoir sur quel distance de la surface de la cible s'étend le plasma, on notera cette distance H .

On pourrait alors l'inclure dans le modèle thermique dans l'équation de la chaleur et dans la condition de conservation de l'énergie à la surface d'irradiation [50]

$$C_{p_{liq}} \rho_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} + C_{p_{liq}} \rho_{liq} U(t) \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{k_{liq} \partial T(x,t)}{\partial x} + Q(x,t) \quad (2.73)$$

Avec :

$$Q(x,t) = \beta(T)b(T)I_0(t)\exp(-\sigma_{PI}n_x H)\exp(-b(T)x) \quad (2.74)$$

n_x : La densité des particules excitées.

$$-k_L \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = -L\rho_L U(t) + \beta(T)I_0(t)\exp(-\sigma_{PI}n_x H) \quad (2.75)$$

Une autre façon de prendre compte de ce phénomène est de supposer que la vitesse hydrodynamique du plasma est égale à la vitesse du son dans le milieu environnant :

$$v_{pl} = \sqrt{\frac{0.67\gamma k_B T_s}{M}} \quad (2.76)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - u(t) \frac{\partial T}{\partial x} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = (1 - \Re(\lambda))\alpha_a I(t)\exp(-\alpha_a x - \int \alpha_{pl} v_{pl} dt) \quad (2.77)$$

α_{pl} : est un coefficient d'absorption du plasma, qui peut faire référence à l'inverse Bremsstrahlung ou la photoionisation ou la somme des deux [72], ce qui permet d'obtenir l'irradiance qui arrive à la surface de la cible affecté par la présence du plasma[72] :

$$I(x,t) = I(t)\exp\left(\int_x^\infty (\alpha_{PI} + \alpha_{IB})dx\right) \quad (2.78)$$

2.4 Assemblage des différents mécanismes

Les différents mécanismes de l'interaction laser-matériau sont fortement dépendants les uns des autres. D'une part il y a l'interaction du laser avec la cible qui cause son évaporation. La densité, la vitesse, et la température de la vapeur résultante sont des conditions déterminantes pour l'expansion du panache et la formation du plasma. D'autre part l'absorption du rayonnement laser par le plasma est d'une très grande importance pour les conditions d'expansion de la vapeur et l'interaction laser-solide parce que l'énergie du laser peut être considérablement atténué avant d'atteindre la cible diminuant l'échauffement, la fusion et la vaporisation de matière solide.

Pour comprendre ce qui se passe réellement tous ces mécanismes doivent être couplés et résolus simultanément [2].

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons traité différentes approches de modélisation de l'interaction d'un laser impulsionnel en régime nanoseconde, avec une cible solide.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter notre approche de modélisation que nous avons adopté pour notre simulation numérique afin de mettre en évidence les résultats de l'interaction au niveau de la cible, la vapeur et le plasma qui se forment au-dessus de la surface d'interaction.

CHAPITRE 3

SIMULATION NUMÉRIQUE

3.1 Simulation des processus dans l'échantillon

Dans notre simulation de l'interaction d'un laser impulsionnel nanoseconde avec une cible en cuivre solide, nous avons tenté de mettre en évidence les processus qui y apparaissent et ceci pour trois différentes harmonique du laser Nd :YaG communément utilisé dans la LIBS, différentes durées d'impulsion et différentes irradiances.

Nous avons voulu examiner l'influence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma formé audessus de la surface d'irradiation sur la distribution de température dans le solide.

A fin de mettre en évidence l'importance de ces phénomènes nous commençons tout d'abord par simuler le modèle thermique suivant où nous supposons que les effets de vaporisation et l'écrantage plasma sont négligeables :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \beta \alpha_a I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (3.1)$$

Obéissant aux conditions aux limites suivantes :

$$-k \frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = \beta I \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T(l,t)}{\partial x} = 0 \quad (3.3)$$

Afin d'examiner l'importance des phénomènes de vaporisation, nous avons utilisé le modèle thermique suivant où les processus de vaporisation à la surface et les processus d'absorption du rayonnement laser toujours à la surface coexistent.

ceci se traduit par l'équation 3.5, si dessous :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - u(t) \frac{\partial T}{\partial x} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \beta \alpha_a I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (3.4)$$

$$-k_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = -\Delta H_v \rho u(t) + \beta I(t) \quad (3.5)$$

$$-k_{liq} \frac{\partial T(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=l} = 0 \quad (3.6)$$

Dans la seconde approche un effet d'écrantage par la vapeur est introduit, qui est par conséquent supprimera l'absorption du rayonnement laser par la surface. Cette seconde approche est traduite par l'équation 3.7

$$k \frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{x=0} = \Delta H_v \rho u(t) \quad (3.7)$$

$$T(l,t) = T_a \quad (3.8)$$

Lorsque l'énergie du laser est suffisante une partie servira à la formation d'un plasma. Le plasma alors formé, agira comme un écran et diminuera la quantité d'énergie du laser qui arrive à la surface du solide.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - u(t) \frac{\partial T}{\partial x} - k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = (1 - \beta_{pl}) \beta \alpha_a I(t) \exp(-\alpha_a x) \quad (3.9)$$

Où :

β_{pl} : désigne la fraction du rayonnement absorbée par le plasma.

Le taux d'absorption du rayonnement par le plasma dépend de l'irradiance du laser, les valeurs que nous avons utilisé pour notre simulation sont prises de [69], pour une irradiance de $10^{13} W/m^2$ le taux du rayonnement absorbé par le plasma est à peut près 55%

Les résultats qui vont suivre correspondent à la simulation sur une cible en cuivre dont les propriétés sont résumées dans le tableau suivant :

paramètres	valeurs
k	$400W/mK$
ρ	$8.95 * 10^3 kg/m^3$
C_p	$0.385 * 10^3 J/kgK$
β_0	0.01
σ_0	$0.596 * 10^8 Ohm^{-1}m^{-1}$
T_a	300K
α_T	$4.3 * 10^{-3}$
T_m	1357K
$\beta(266nm)$	0.66
α_a	7.4410^7

Tableau 3.I – Propriétés du cuivre. [2]

3.1.1 Influence de la longueur d'onde

Dans le but d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur les résultats de l'interaction du laser avec la cible, définissons le profil temporel du rayonnement que nous avons adopté pour notre simulation, dont les caractéristiques se trouvent au tableau suivant et son allure apparaît dans la figure qui le suit :

paramètres	valeurs
I_0	$10^{12} - 10^{13} W/m^2$
t_0	15ns
ζ	5ns
t	$0 < t < 30ns$
λ	266nm, 532nm, 1064nm

Tableau 3.II – Paramètres du laser.

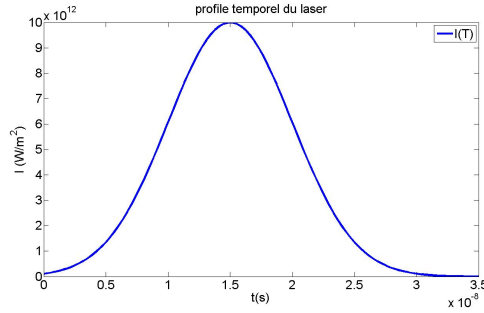


Figure 3.1 – Profil gaussien de l'irradiance du laser, $I_{max} = 10^{13} \text{W}/\text{m}^2$, $LMH = 10 \text{ns}$

Il est intéressant de connaître les processus qui apparaissent lors de l'interaction d'un rayonnement laser avec une cible et leur importance. Nous allons étudier dans cette partie les modèles thermiques que nous avons évoqué dans la section précédente pour voir la validité de chacun selon la longueur d'onde du rayonnement

3.1.1.1 Etude des processus thermiques avec un rayonnement laser de longueur d'onde $\lambda = 266 \text{nm}$

- Effets de vaporisation et écrantage plasma négligeables

Commençons tout d'abord par présenter les résultats du modèle où les effets de vaporisation et l'écrantage plasma sont supposés négligeables.

Les calculs ont été faits pour des paramètres optiques constants [2, 69] et variables :

$$\beta(T) = 2 \sqrt{\frac{4\pi c \epsilon_0 (1 + \alpha_T(T(x,t) - T_a))}{\lambda \sigma_0}} \quad (3.10)$$

$$\alpha_a(T) = \sqrt{\frac{4\pi \sigma_0}{\epsilon_0 \lambda (1 + \alpha_T(T(x,t) - T_a))}} \quad (3.11)$$

et un laser NdYag : 266nm ayant 3.1 comme profil temporel.

Les deux courbes précédentes montrent l'évolution des paramètres optiques de la cible pendant la durée du pulse.

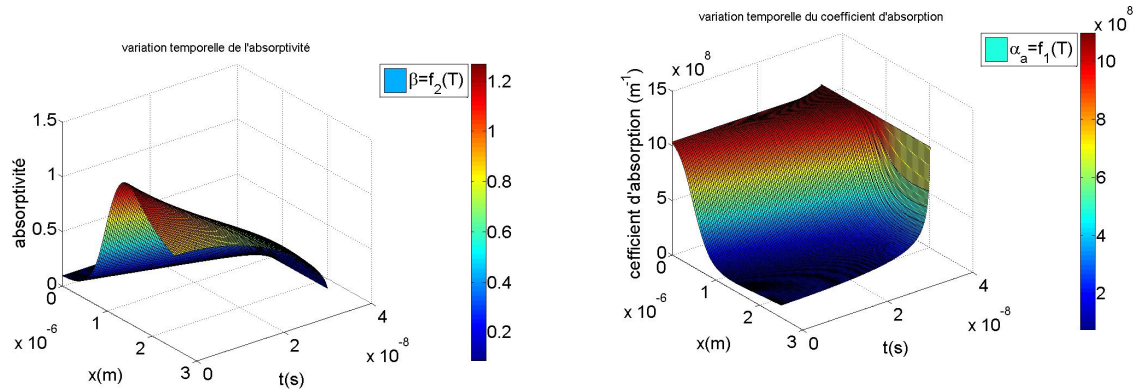


Figure 3.2 – Variation temporelle de l'absorptivité en absence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$

Figure 3.3 – Variation temporelle du coefficient d'absorption en absence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$

L'absorptivité et le coefficient d'absorption varient considérablement avec le temps et à l'intérieur du matériau, les valeurs constantes appartiennent à l'intervalle de variations de ces paramètres.

Nous constatons que l'absorptivité possède une valeur maximale qui dépasse 1 à savoir 1.2, ce paramètre définissant le rapport entre la l'énergie absorbée et l'énergie incidente ne devrait pas excéder l'unité.

Cette anomalie est expliquée par la présence d'un effet d'amplification qui prend lieu au niveau du matériau irradié. Il est alors claire que d'autres processus sont censés se produire lors de l'interaction du laser avec la cible. C'est ce que nous allons introduire par la suite.

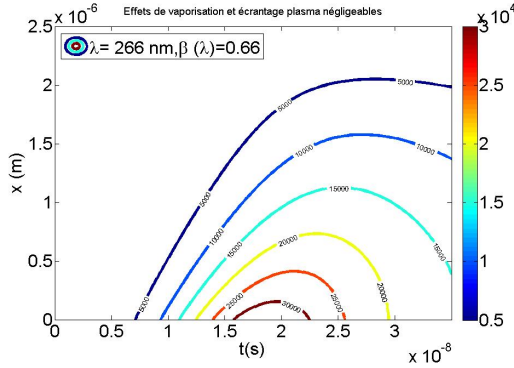


Figure 3.4 – Distribution de la température pour des effets de vaporisation et d'écrantage plasma négligeables dans le cas de paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

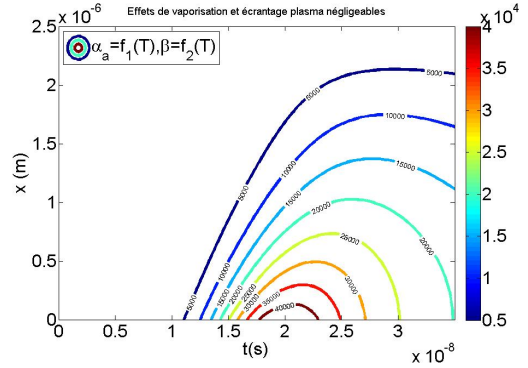


Figure 3.5 – Distribution de la température pour des effets de vaporisation et d'écrantage plasma négligeables dans le cas de paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

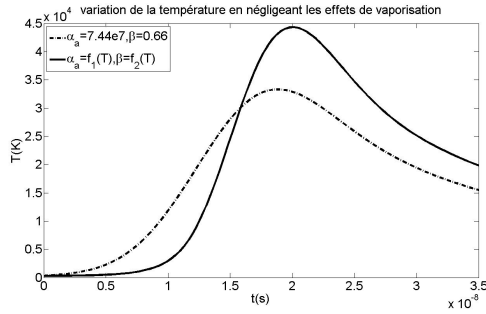


Figure 3.6 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Les trois dernières figures illustrent respectivement la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps une comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables.

Nous constatons que les valeurs de la température dans le cas des paramètres optiques variables sont plus grandes que celles obtenues pour des paramètres optiques constants, $t \simeq 1.6510^{-8}s$ correspond au temps où les deux cas se rejoignent.

- **Etude de la coexistence du processus de vaporisation avec le processus d'absorption du rayonnement à la surface**

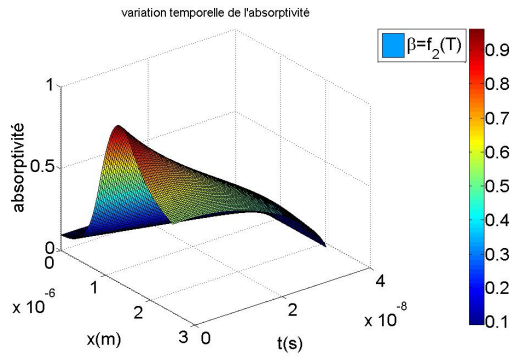


Figure 3.7 – Variation temporelle de l'absorptivité en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

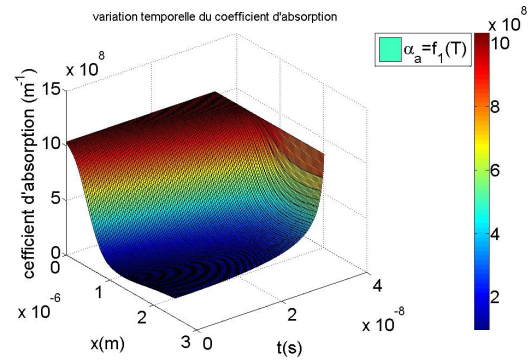


Figure 3.8 – Variation temporelle du coefficient d'absorption en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Les phénomènes de vaporisation ont un effets notables sur la variation des paramètres optiques de la cible.

La valeur maximale qu'atteint l'absorbtivité est désormais de 0.93 et le coefficient d'absorption est de $1010^8 m^{-1}$

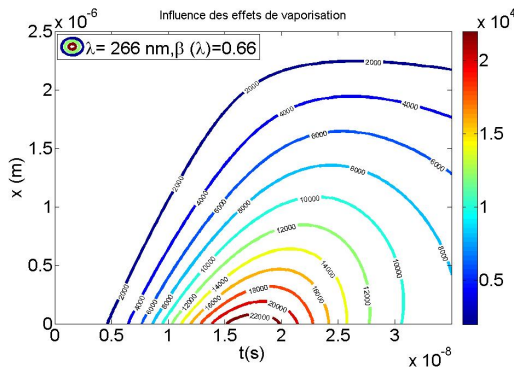


Figure 3.9 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation dans le cas de paramètres optiques constants $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

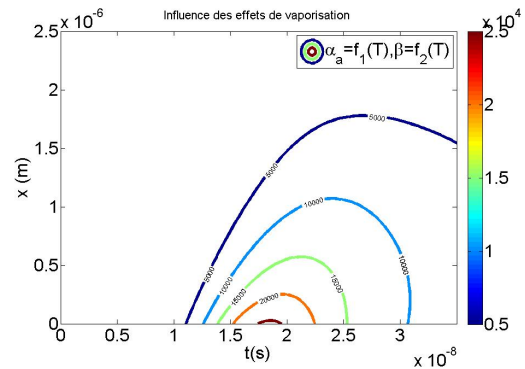


Figure 3.10 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation dans le cas de paramètres optiques variables $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

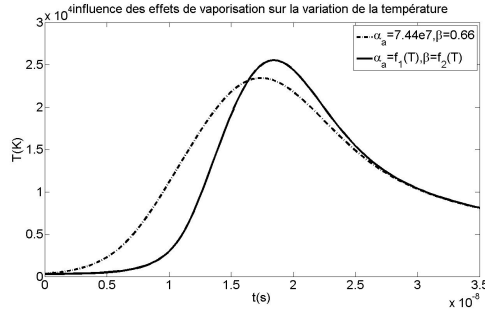


Figure 3.11 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables en la présence des effets de vaporisation $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Pour ce cas où nous avons introduit les effets de vaporisation nous examinons dans les trois figures précédentes la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps et une comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables.

Les calculs fait par des paramètres optiques variables donnent des températures plus élevées que ceux fait par des paramètres optiques constants.

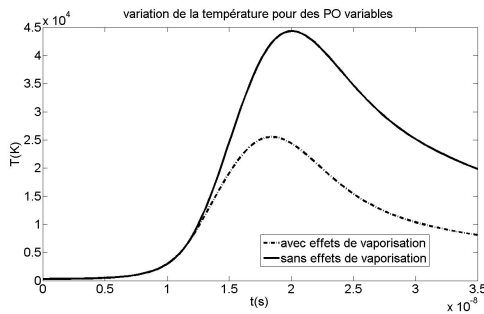


Figure 3.12 – Comparaison entre la variation de la température en la présence et en l'absence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

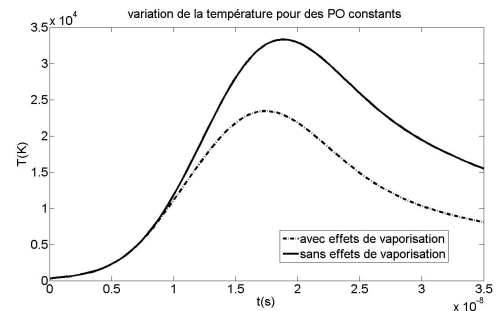


Figure 3.13 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants avec et sans effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Voyons maintenant l'influence des effets de vaporisation sur la température de la surface de la cible. Nous constatons d'une part que quelques soit le type de paramètres

optiques utilisés la température de la surface diminue lorsque les effets de vaporisation sont pris en comptes, d'autre part dans le cas des paramètres optiques constants les effets de vaporisation sont moins importants que dans le cas des paramètres optiques variables. Dans le cas de paramètres optiques variables la température maximale atteinte lorsque les effets de vaporisations sont négligées est : $T \simeq 4.510^4 K$, alors qu'elle est de $T \simeq 2.510^4 K$ quand les effets de vaporisation sont pris en considération

Dans le cas de paramètres optiques constants la température maximale atteinte lorsque les effets de vaporisations sont négligées est : $T \simeq 3.510^4 K$, alors qu'elle est de $T \simeq 2.3510^4 K$ quand les effets de vaporisation sont pris en considération

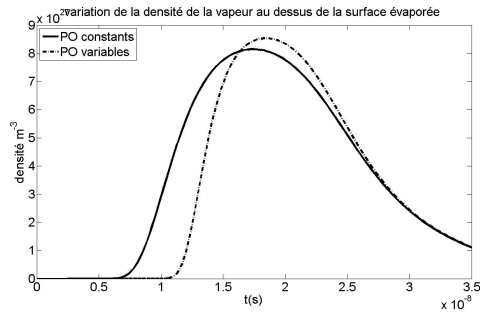


Figure 3.14 – Comparaison entre la variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 10 ns$.

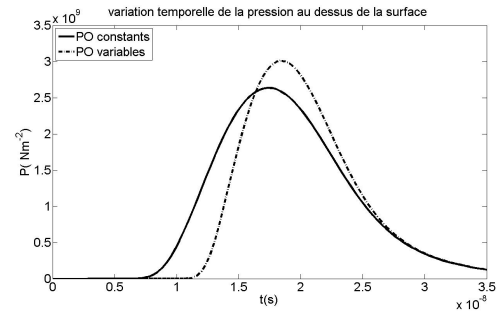


Figure 3.15 – Comparaison entre la variation de la pression de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 10 ns$.

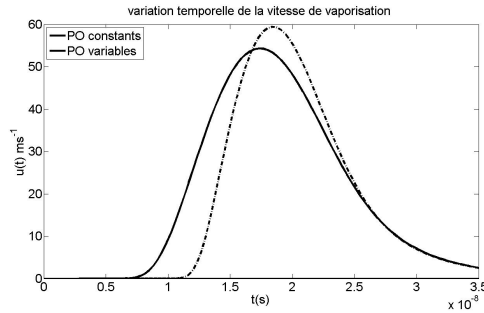


Figure 3.16 – Comparaison entre la variation de la vitesse de vaporisation de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Nous comparons ici la variation de la densité, la pression et la vitesse de vaporisation de la surface respectivement dans le cas de paramètres optiques constants et variables. De même que pour la température ces paramètres ont des valeurs plus grandes dans le cas des paramètres optiques variables.

• **Etude des processus thermiques avec uniquement des processus de vaporisation à la surface**

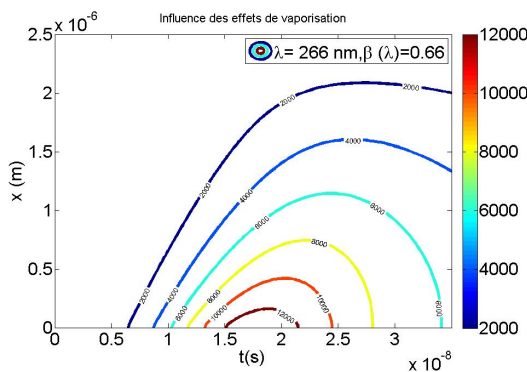


Figure 3.17 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

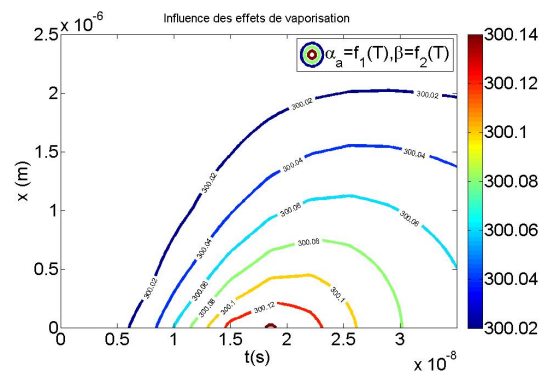


Figure 3.18 – Distribution de la température pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Ces deux dernières courbes montrent que dans le cas de l'utilisation de paramètres optiques variables, la température de la surface n'évolue quasiment pas. Tandis que dans le cas de paramètres optiques constants la température de la surface évolue considérablement pendant la durée de l'impulsion.

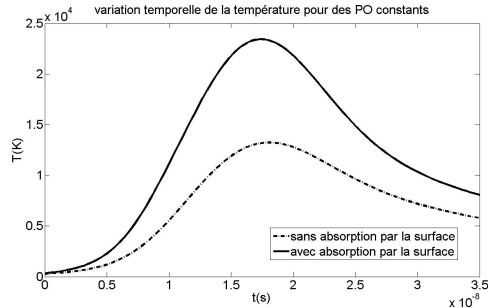


Figure 3.19 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} \text{W/m}^2$, $\lambda = 266 \text{nm}$, $LMH = 10 \text{ns}$.

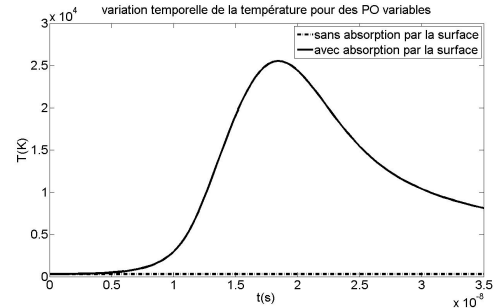


Figure 3.20 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} \text{W/m}^2$, $\lambda = 266 \text{nm}$, $LMH = 10 \text{ns}$.

Comparons maintenant les résultats sur la température de la surface pour les deux catégories de conditions aux limites, celle où l'absorption du rayonnement par la surface est aussi importante que les effets de vaporisation et celle où est supposée négligeable. Nous pouvons dire que le fait de supposer la quantité d'énergie absorbée à la surface négligeable par rapport à celle fournie pour la formation de la vapeur se traduit par une diminution des valeurs maximales qu'atteint la température de la surface.

Nous constatons que les paramètres optiques variables ne correspondent à aucun moment aux paramètres constants. Ce qui explique l'écart dans les valeurs de la températures de la surface.

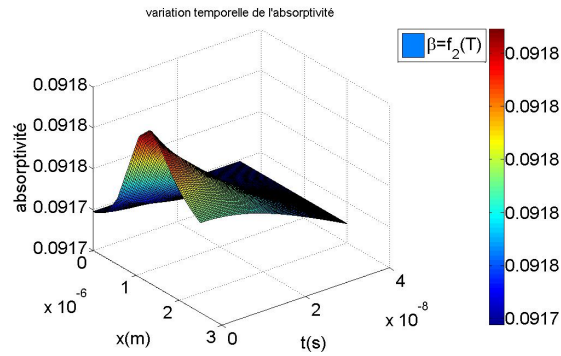


Figure 3.21 – Variation temporelle de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

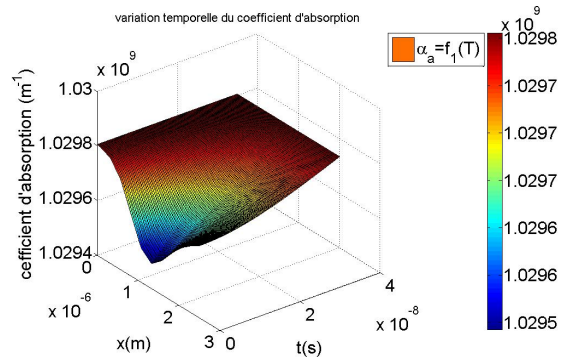


Figure 3.22 – Variation temporelle du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

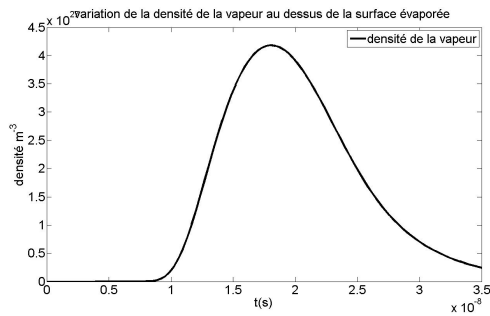


Figure 3.23 – Variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

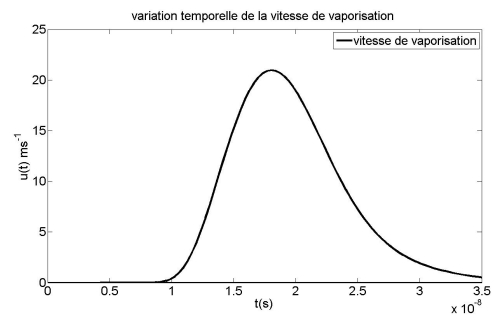


Figure 3.24 – Variation de la vitesse de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

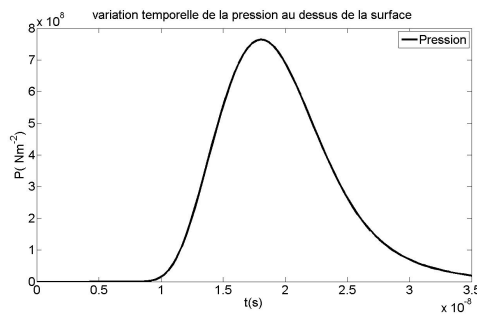


Figure 3.25 – Variation de la pression au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

les trois dernières courbes montrent la variation de la densité, la vitesse et la pression de la vapeur formée au dessus de la surface respectivement dans le cas de paramètres optiques constants. Comme pour la température ces grandeurs atteignent des valeurs moins importantes que celles obtenues dans le cas où l'absorption du rayonnement au niveau de la surface du solide est d'autant plus importante que le phénomène de vaporisation.

- **Etude de la coexistence du processus de vaporisation et d'écrantage par le plasma**

Le taux du rayonnement laser absorbé par le plasma formé est supposé être aux alentours de 55% pour les conditions sur le laser que nous utilisons [69], en introduisant ce phénomène dans notre modèle thermique avec une absorption à la surface négligeable devant les effets de vaporisation et en considérant des paramètres optiques constants, il s'assurera aux effets de vaporisation pour donner les résultats suivants pour la température :

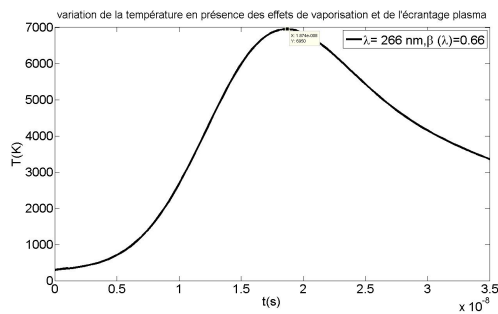


Figure 3.26 – Variation de la température pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 10 ns$.

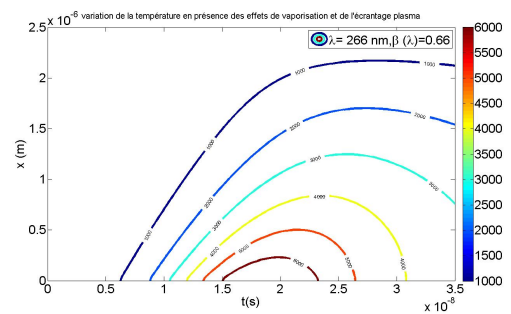


Figure 3.27 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 10 ns$.

Donc nos résultats correspondent à ce qui est obtenu dans [2] qui correspondent à l'expérimentation. Ces calculs ont été réalisés par la deuxième catégorie de conditions aux limites, ce que nous illustrons par la figure qui suit :

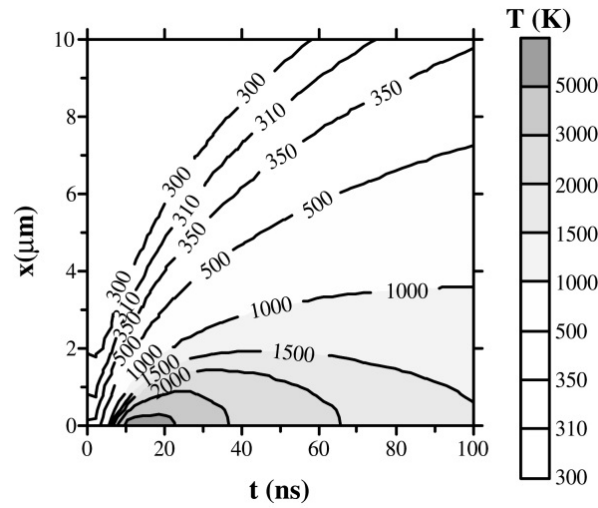


Figure 3.28 – Distribution de la température calculée [2], $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

3.1.1.2 Etude des processus thermiques avec un rayonnement laser de longueur d'onde $\lambda = 532nm$

Nous utilisons maintenant le même rayonnement laser avec une longueur d'onde deux fois plus grande que la précédente. Nous voulons mettre en évidence l'effet de ce paramètre sur les grandeurs calculées.

- Effets de vaporisation et écrantage plasma négligeables

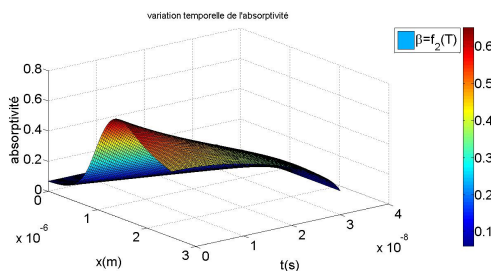


Figure 3.29 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

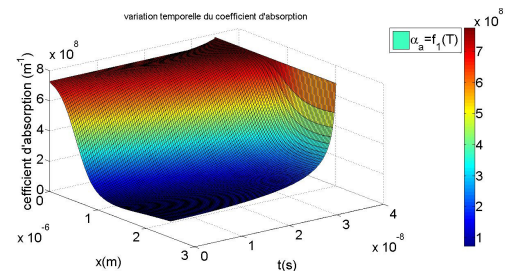


Figure 3.30 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Les deux courbes précédentes montrent l'évolution des paramètres optiques de la cible pendant la durée de l'impulsion.

L'absorptivité et le coefficient d'absorptions varient considérablement avec le temps et à l'interieur du matériau, les valeurs constantes appartiennent à l'intervalle de variations de ces paramètres, $\beta = 0.39$ et $\alpha_a = 7.44 \times 10^7 m^{-1}$

Nous constatons que l'absorptivité évolue jusqu'à une valeur maximale à peu près égale à 0.63, le phénomène d'amplification n'apparaît plus pour cette longueur d'onde. Ces

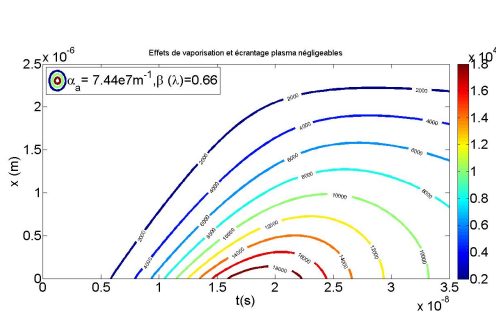


Figure 3.31 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

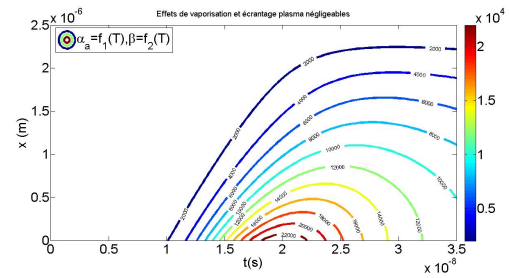


Figure 3.32 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

deux dernières figures illustrent respectivement la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps.

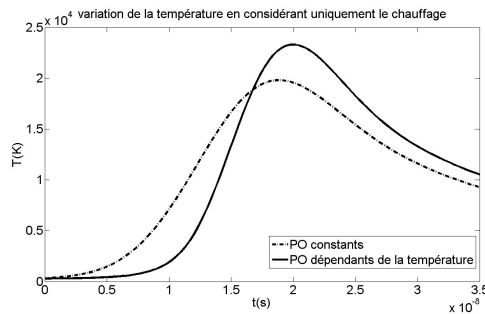


Figure 3.33 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Dans cette courbe nous comparons la variation de la température de la surface dans le cas de paramètres optiques constant et variables, c'est toujours les résultats obtenus lors de l'utilisation de paramètres optiques constants qui sont supérieurs à ceux obtenus lors de l'utilisation de paramètres optiques variables. $t \simeq 1.65 \cdot 10^{-8} s$ correspond au temps où les deux cas se rejoignent.

• **Etude de la coexistence du processus de vaporisation avec le processus de vaporisation à la surface**

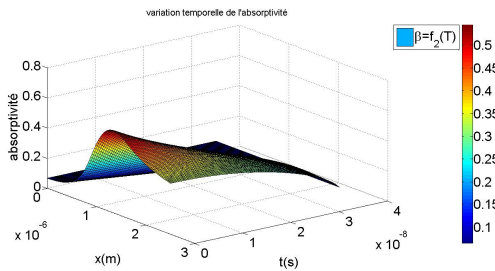


Figure 3.34 – Variation de l'absorptivité en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532 nm$, $LMH = 10 ns$.

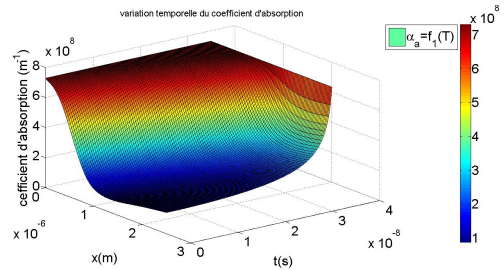


Figure 3.35 – Variation temporelle du coefficient d'absorption en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532 nm$, $LMH = 10 ns$.

Les phénomènes de vaporisation ont un effets notables sur la variation des paramètres optiques de la cible.

La valeur maximale qu'atteint l'absorbtivité est désormais de 0.55 et le coefficient d'absorption est de $7 * 10^8 m^{-1}$

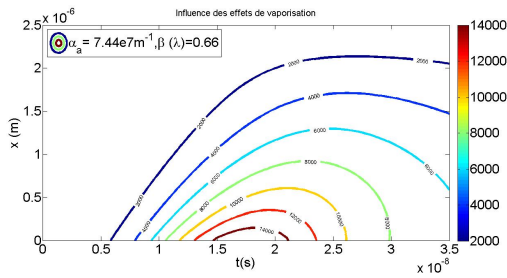


Figure 3.36 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

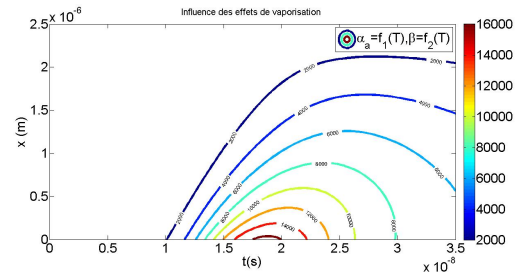


Figure 3.37 – Distribution de la variation de la température pour des paramètres optiques variables en présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

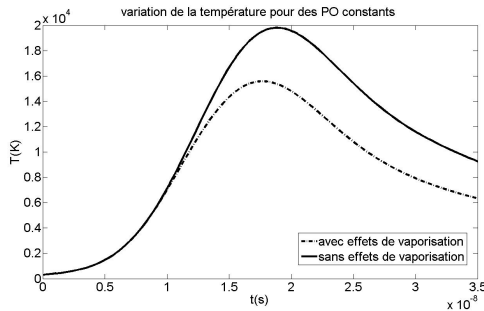


Figure 3.38 – Comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants avec et sans effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

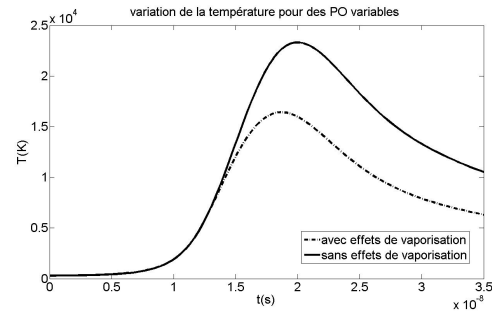


Figure 3.39 – Comparaison entre la variation de la température de la surface avec et sans effets de vaorisation pour des parmètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

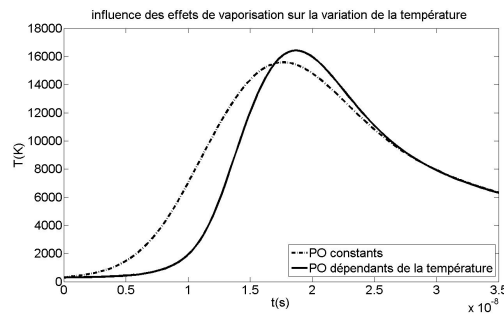


Figure 3.40 – Comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Nous illustrons dans ces cinq dernières courbes, respectivement : la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps pour des paramètres optiques constants et variables, la différence entre les résultats obtenus pour des paramètres optiques constants et variables avec et sans effets de vaporisation et une comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables.

Dans le cas de paramètres optiques constants la température maximale atteinte lorsque les effets de vaporisations sont négligées est : $T \simeq 210^4 K$, alors qu'elle est de $T \simeq 1.410^4 K$.

Dans le cas de paramètres optiques variables la température maximale atteinte lorsque les effets de vaporisations sont négligées est : $T \simeq 2.510^4 K$, alors qu'elle est de $T \simeq 1.510^4 K$.

Nous constatons que l'écart entre les calculs fait en utilisant des paramètres optiques constants et variables en présence des effets de vaporisation n'est plus aussi important que dans le cas où la longueur d'onde du laser était de $266nm$

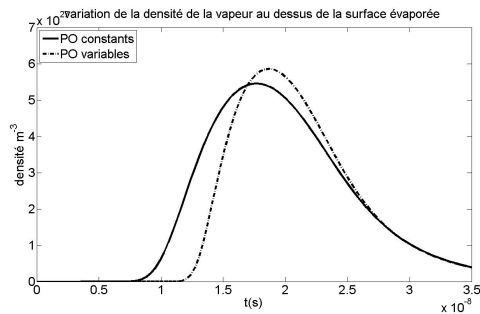


Figure 3.41 – Comparaison entre la variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

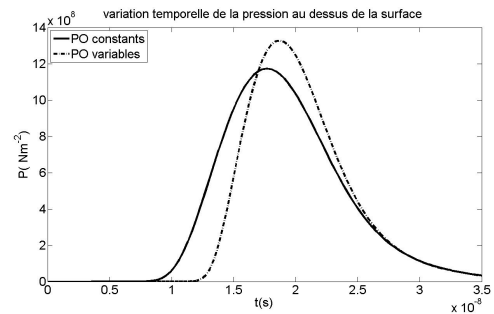


Figure 3.42 – Comparaison entre la variation de la pression de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

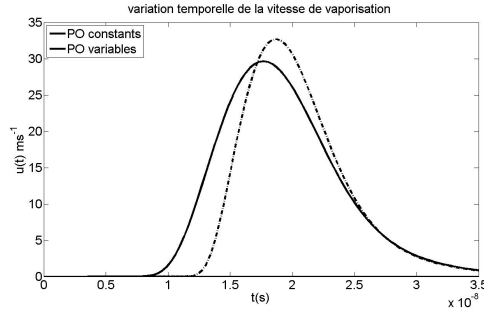


Figure 3.43 – Comparaison entre la variation de la vitesse de vaporisation de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Ces trois dernières courbes montrent la variation de la densité, pression et vitesse de la vapeur au dessus de la surface.

Pour des paramètres optiques constants $nvap_{vap,s} = 5.510^{27} m^{-3}$, $P = 1210^8 Nm^{-2}$, $u = 30ms^{-1}$ alors que pour des paramètres optiques variables $nvap_{vap,s} = 610^{27} m^{-3}$, $P = 13.710^8 Nm^{-2}$, $u = 34.5ms^{-1}$

• Etude des processus thermiques avec uniquement des processus de vaporisation à la surface

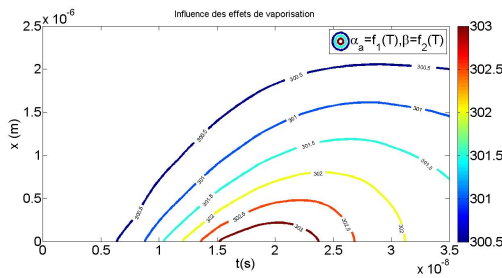


Figure 3.44 – Distribution de la température pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

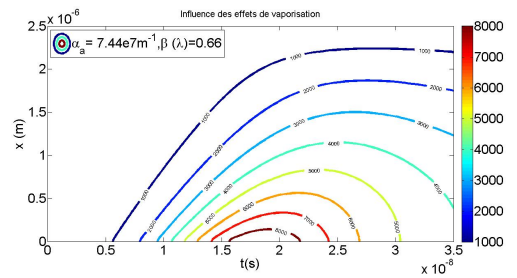


Figure 3.45 – Distribution de la température pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Les calculs faits en utilisant des paramètres optiques variables ne donnent presque aucune évolution de la température, alors que pour des paramètres optiques variables la

température de la surface varie jusqu'à atteindre $T = 8900K$

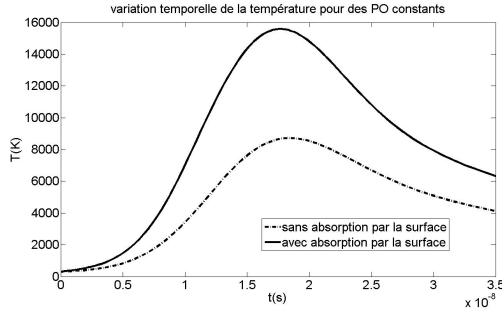


Figure 3.46 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

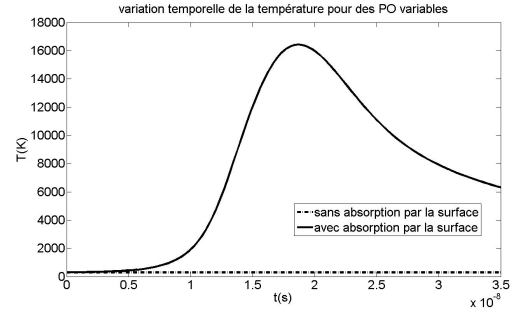


Figure 3.47 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Les valeurs de température de la surface obtenues lorsque l'absorption du rayonnement par la surface est supposé d'autant plus important que l'effet de vaporisation sont supérieures aux valeurs obtenues lorsque l'absorption par la surface est négligée devant les effets de vaporisation.

Pour des paramètres optiques constant dans le premier cas $T \simeq 15000K$, et dans le second $T \simeq 8000K$

Pour des paramètres optiques variables dans le premier cas $T \simeq 16000K$, et dans le second, la température n'évolue presque pas.

Les paramètres optiques variable ne correspondent pas aux paramètres optiques constant pendant toute la durée de l'impulsion.

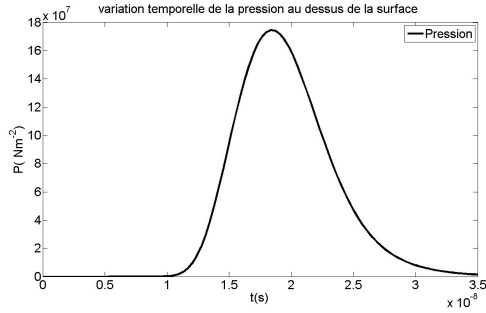


Figure 3.48 – Variation de la pression au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

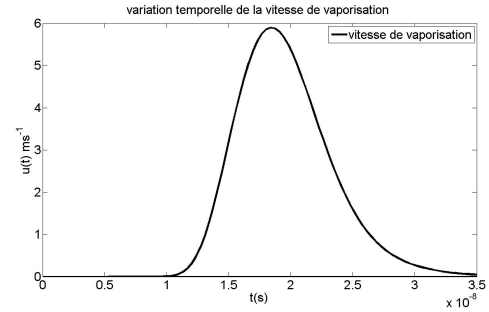


Figure 3.49 – Variation de la vitesse de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

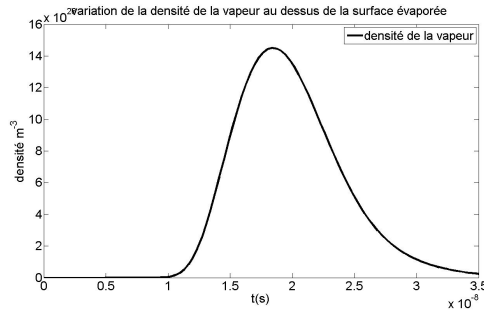


Figure 3.50 – Variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

Ces trois dernières courbes donnent la variation de la pression, vitesse et densité de la vapeur audessus de la surface de la cible, pour des paramètres optiques constants $P = 1810^7 Nm^{-2}$, $u = 6ms^{-1}$, $n_{vap,s} = 1510^{26} m^{-3}$

- **Etude de la coexistence des processus de vaporisation et l'écrantage par le plasma**

Le taux du rayonnement laser absorbé par le plasma formé est supposé être aux alentours de 55% pour les conditions sur le laser que nous utilisons [69].

En introduisant ce phénomène dans notre modèle thermique avec une absorption à la surface négligeable devant les effets de vaporisation et en considérant des paramètres op-

tiques constants, l'écrantage plasma s'associera aux effets de vaporisation pour donner les résultats suivants pour la température :

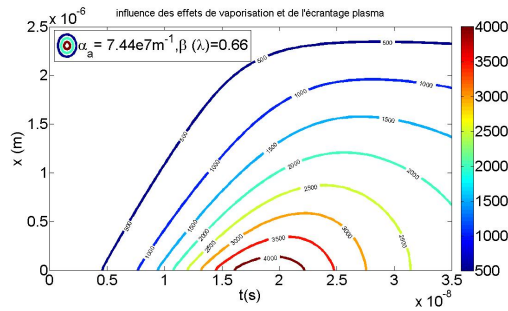


Figure 3.51 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 532nm$, $LMH = 10ns$.

3.1.1.3 Etude des processus thermiques avec un rayonnement laser de longueur d'onde $\lambda = 1064nm$

- Effets de vaporisation et écrantage plasma négligeables

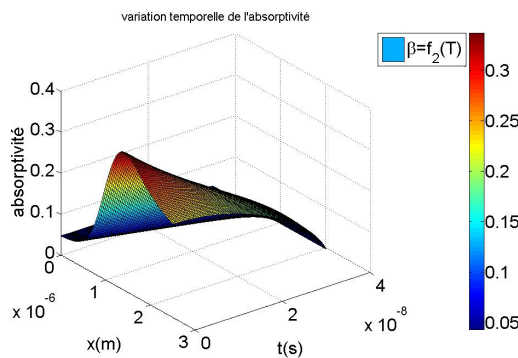


Figure 3.52 – Variation temporelle de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

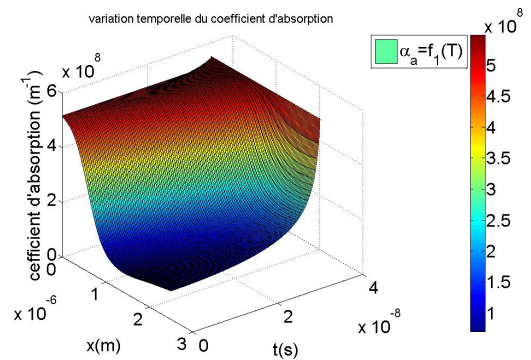


Figure 3.53 – Variation temporelle du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Les deux courbes précédentes montrent l'évolution des paramètres optiques de la cible pendant la durée de l'impulsion.

L'absorptivité et le coefficient d'absorptions varient considérablement avec le temps et à l'intérieur du matériau, les valeurs constantes appartiennent à l'intervalle de variations de ces paramètres, $\beta = 0.03$ et $\alpha_a = 7.44 * 10^7 m^{-1}$
 Nous constatons que l'absorptivité évolue jusqu'à une valeur maximale à peu près égale à 0.35.

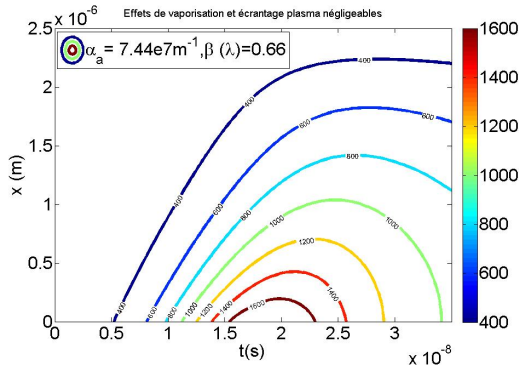


Figure 3.54 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

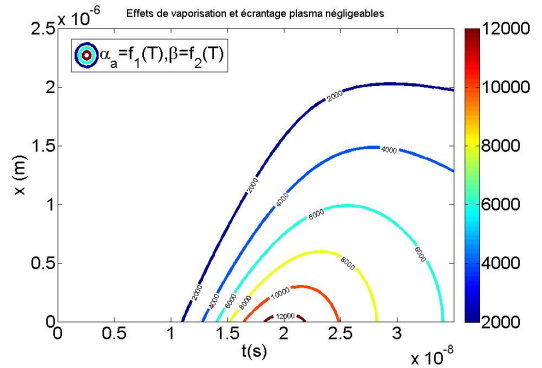


Figure 3.55 – Distribution de la température pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Ces deux dernières figures illustrent la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps.

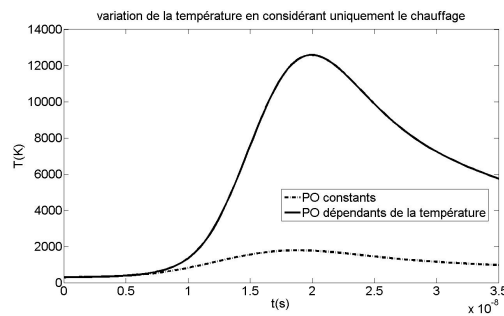


Figure 3.56 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Ces courbes montrent la variation de la température de la surface de la cible pour des paramètres optiques variables et constants. Pour le premier cas, la valeur maximale que la

température peut atteindre est $T \simeq 12000K$ et de $T \simeq 1800K$ pour le second cas.

- Etude de la coexistence du processus de vaporisation avec le processus d'absorption à la surface

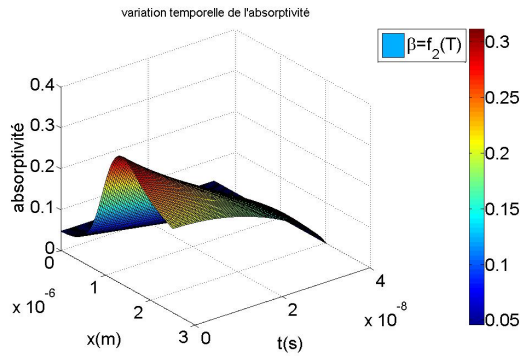


Figure 3.57 – Variation temporelle de l'absorptivité en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

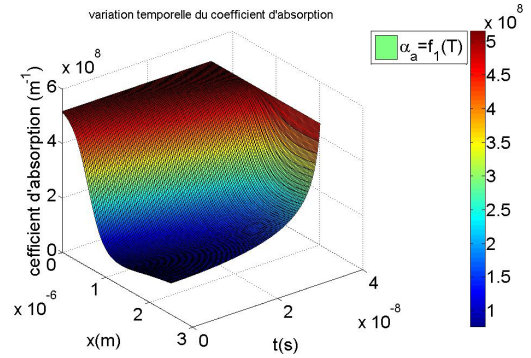


Figure 3.58 – Variation temporelle du coefficient d'absorption en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Ces deux dernières figures illustrent la variation des paramètres optiques au sein de la cible au cours du temps.

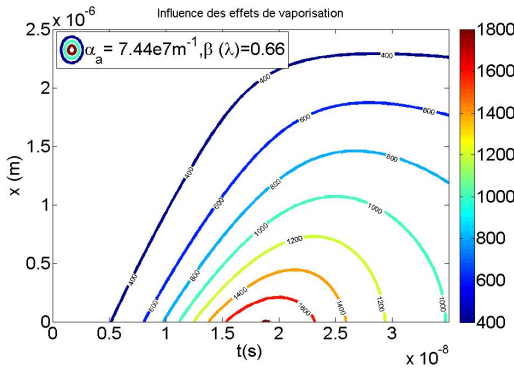


Figure 3.59 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Cette figure montre la distribution de la température dans le matériau au cours du temps pour des calculs effectués en utilisant des paramètres optiques constants.

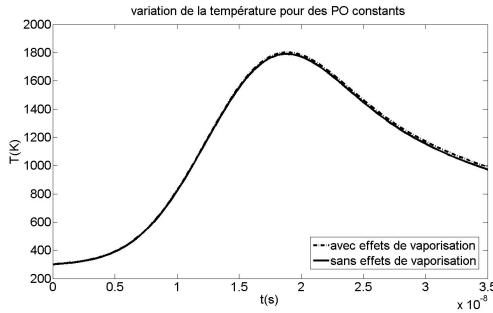


Figure 3.60 – Comparaison entre la variation de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables avec et sans effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Ces courbes comparatives montrent dans ce cas que les effets de vaporisation n'influent pas sur la température de la surface $T \simeq 1800K$, il peuvent donc ne pas être incluent dans le modèle thermique, le modèle où les effets de vaporisation et l'écrantage plasma sont négligeables est largement suffisant.

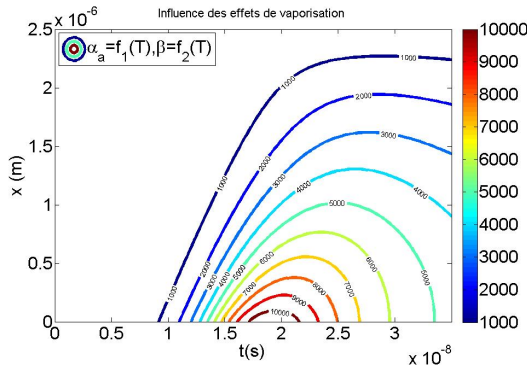


Figure 3.61 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

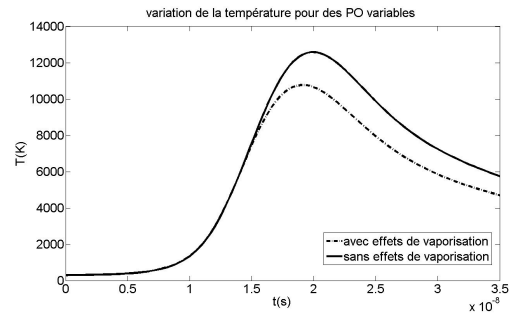


Figure 3.62 – Comparaison entre la variation de la température de la surface en la présence et en l'absence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Dans le cas des paramètres optique variables il existe toujours un écart entre les valeurs de la température obtenues avec et sans effets de vaporisation mais il n'est pas aussi large que pour les longueurs d'onde précédentes. $T \simeq 12000K$ en négligeant les

effets de vaporisation et $T \simeq 10000K$ en faisant intervenir les effets de vaporisation

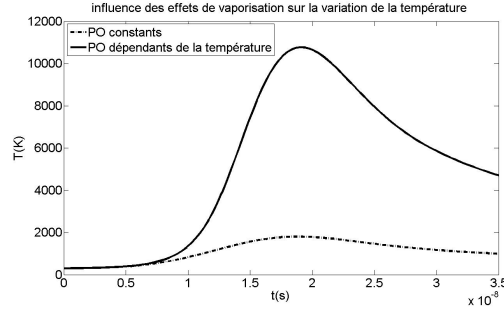


Figure 3.63 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables en la présence des effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

La comparaison des résultats de la température obtenus pour les deux types de paramètres optiques montrent que les valeurs de la température sont toujours plus importantes dans le cas des paramètres optiques variable $T \simeq 10000K$ alors que pour les paramètres optiques constants $T \simeq 1800K$

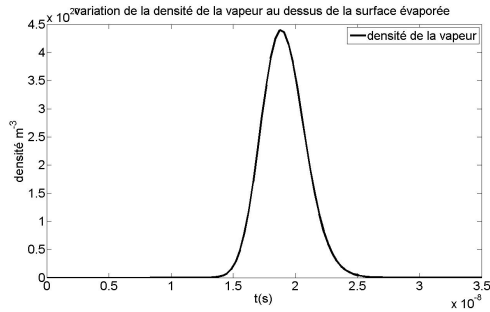


Figure 3.64 – Variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface dans le cas de paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

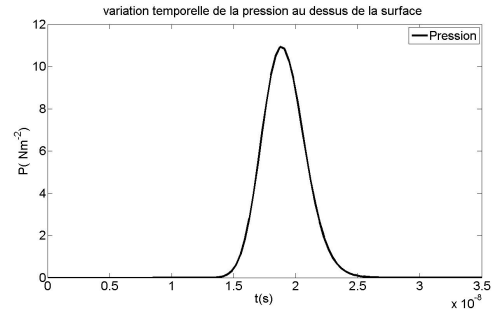


Figure 3.65 – Variation de la pression de la vapeur formée au dessus de la surface dans le cas de paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

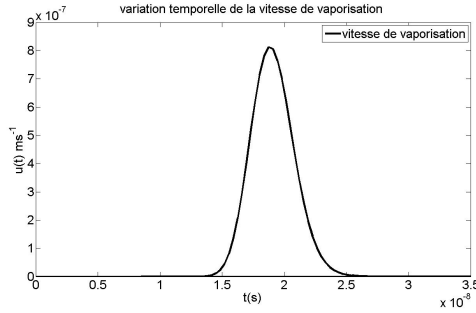


Figure 3.66 – Variation de la vitesse de vaporisation de la surface dans le cas de paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

La densité de la vapeur formée au dessus de la surface est de l'ordre de $n_{vap,s} = 4.510^{20}m^{-3}$, alors que les valeur de la pression et de la vitesse de vaporisation sont très petite ce qui justifie l'effet minime des phénomène de vaporisation.

- Etude des processus thermiques avec uniquement des processus de vaporisation à la surface

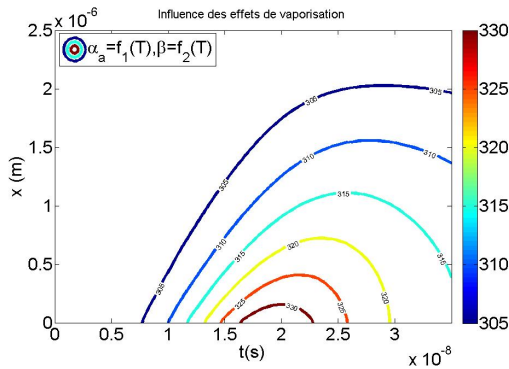


Figure 3.67 – Distribution de la température pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

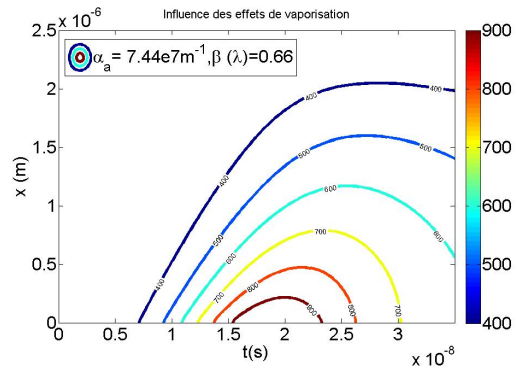


Figure 3.68 – Distribution de la température pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

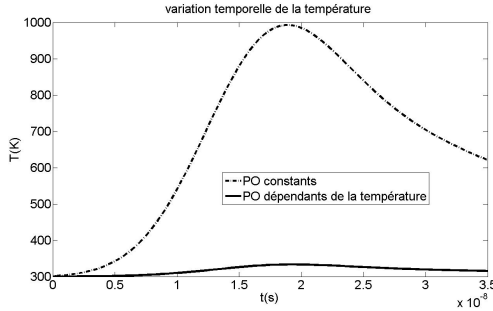


Figure 3.69 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Les figures précédentes montrent que $T \simeq 1000$ est la température maximale atteinte dans le cas de l'utilisation de paramètres optiques constant, quant au cas ou des paramètres optiques variables sont introduit la température n'évolue presque pas de la température initiale.

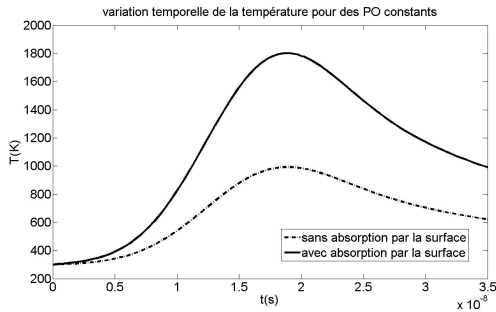


Figure 3.70 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

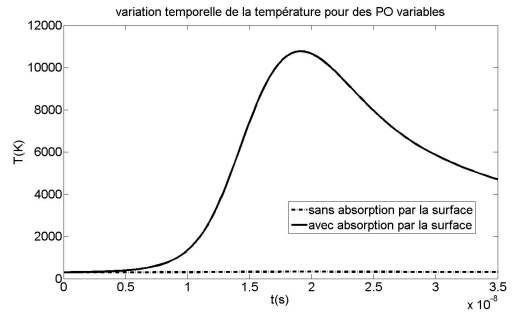


Figure 3.71 – Comparaison entre la variation de la température pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

En comparant les résultats obtenus pour les deux différentes catégories de conditions aux limites pour des paramètres optiques constants et variables, nous constatons que les valeurs obtenues pour la première catégorie sont plus prononcées que celles obtenues pour la deuxième catégorie.

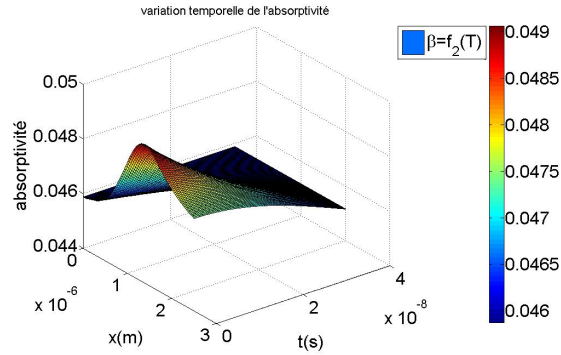


Figure 3.72 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

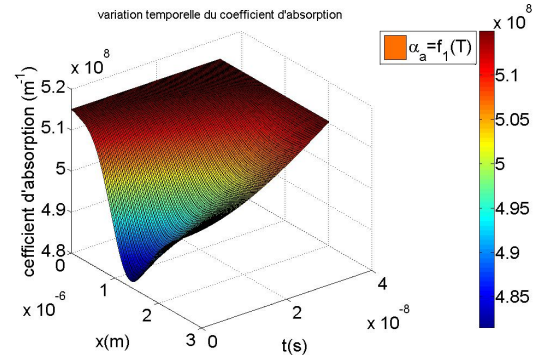


Figure 3.73 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

Les paramètres optiques variables ne correspondent pas aux paramètres constants durant l'impulsion.

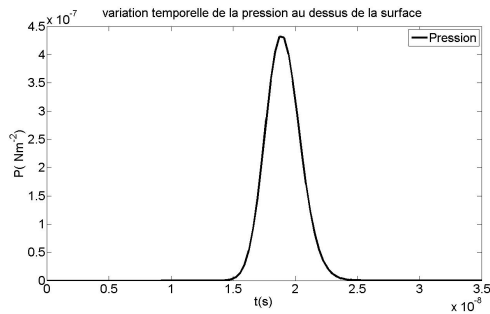


Figure 3.74 – Variation de la pression au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

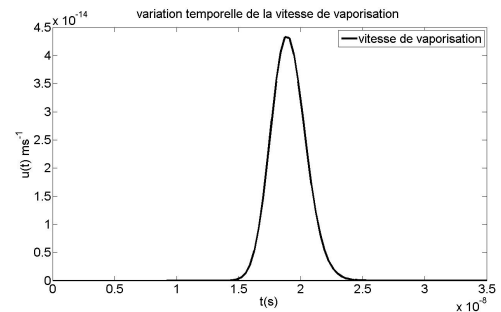


Figure 3.75 – Variation de la vitesse de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 1064nm$, $LMH = 10ns$.

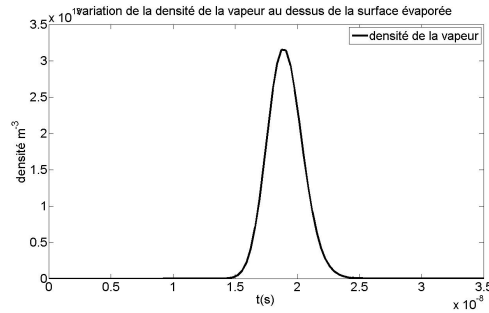


Figure 3.76 – Variation de la densité de la vapeur formée au dessus de la surface pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} \text{ W/m}^2$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $LMH = 10 \text{ ns}$.

Ces dernières courbes concernent les paramètres liés à la vapeurs formée au dessus de la surface, ils sont très faibles et confirment donc que les effets de vaporisation ne sont pas très importants.

3.1.1.4 Récapitulatif sur l'influence de la longueur d'onde

L'étude des processus thermiques pour trois harmoniques du laser Nd :YAG, a révélé que dans le cas d'un rayonnement UV ($\lambda = 266 \text{ nm}$), les effets de vaporisation et l'écrantage plasma jouent un rôle extrêmement important, ce qui est un peu moins le cas des effets induits par un rayonnement opérant dans le visible ($\lambda = 532 \text{ nm}$), alors qu'ils sont totalement négligeables pour un rayonnement IR ($\lambda = 1064 \text{ nm}$).

Les valeurs de la température dans le cas de $\lambda = 266 \text{ nm}$, sont deux fois plus grandes que dans le cas de $\lambda = 532 \text{ nm}$ qui sont à leur tour deux fois plus grandes que celles calculées avec $\lambda = 1064 \text{ nm}$.

Dans la partie qui va suivre nous allons examiner les mêmes effets, pour différentes largeurs d'impulsion pour une longueur d'onde $\lambda = 266 \text{ nm}$.

3.1.2 Influence de la largeur de l'impulsion

Nous examinons dans cette partie l'influence de la largeur de l'impulsion sur les résultats de l'interaction du rayonnement avec la cible.

De la même façon dont avons procédé dans la partie précédente, ou nous avons étudié les processus qui interviennent lors de l'interaction du rayonnement avec le matériau pour trois différentes longueurs d'onde, pour une largeur d'impulsion de $10ns$, nous allons examiner ici ce qui se passe pour deux autres largeurs, une plus petite et l'autre plus grande à savoir $5ns$ et $15ns$ pour un rayonnement laser de longueur d'onde de $266nm$,

3.1.2.1 Etude des processus thermiques pour un profil du laser de $5ns$ de largeur

- Effets de vaporisation négligeables

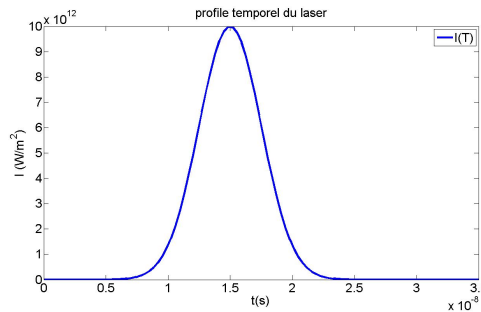


Figure 3.77 – Profil temporel du laser, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

Les deux figures précédentes illustrent l'évolution des paramètres optiques au sein de la cible au cours du temps, nous constatons que la valeur maximale qu'atteint l'absorptivité 0.8 est inférieure à celle que nos calculs ont révélés pour la même longueur d'onde, irradiance et une impulsion de largeur de $10ns$ à savoir 1.2

Pour la distribution de la température dans la cible, les deux figures précédentes montrent que la température évolue vers des valeurs maximales de $2.3 \cdot 10^4 K$ dans le cas de paramètres optiques constants et $1.8 \cdot 10^4$ pour des paramètres optiques variables.

D'une part ces résultats sont inférieurs à ceux obtenus pour des calculs fait pour une largeur d'impulsion de $10ns$ qui ont été présenté précédement, d'autre part dans ce présent

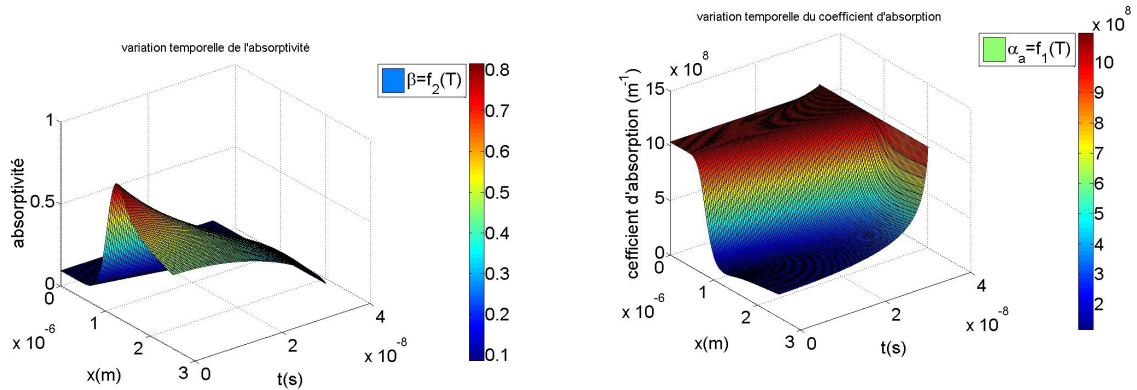


Figure 3.78 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

Figure 3.79 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

cas les résultats obtenu en utilisant des paramètres optiques constants sont plus grands que ceux obtenus pour des paramètres optiques variables, ce qui est le contraire de ce que les résultats de la précédentes partie on révélés.

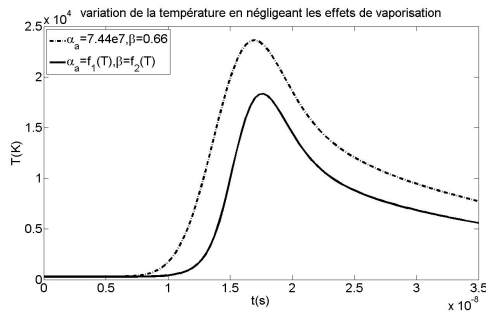


Figure 3.82 – Variation de la température de la surface induite par un laser de durée de $5ns$ pour des effets de vaporisation négligés, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

En effet la figure précédente confirme, par la comparaison entre l'évolution de la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables, que ceux du premier cas sont supérieur à ceux du second.

- Etude de la coexistence du processus de vaporisation avec le processus d'absorption à la surface

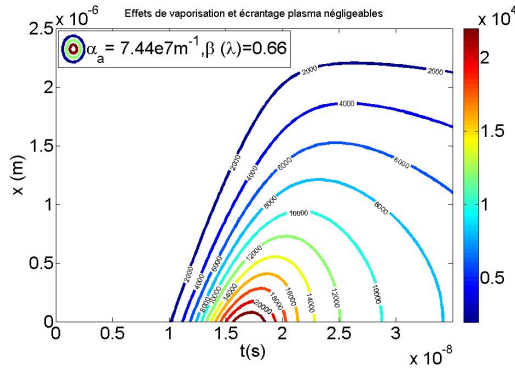


Figure 3.80 – Distribution la température de la surface induite par un laser de durée de $5ns$ pour des effets de vaporisation et décrantage plasma négligés pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

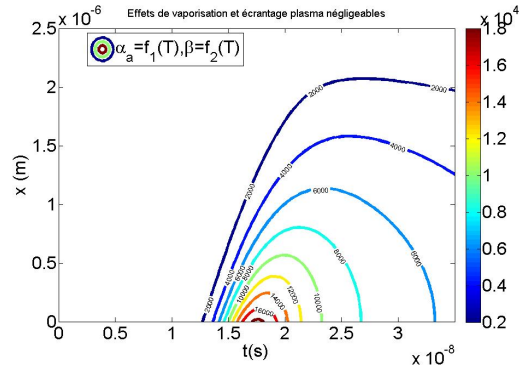


Figure 3.81 – Distribution la température de la surface induite par un laser de durée de $5ns$ pour des effets de vaporisation et décrantage plasma négligés pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

Les deux figures précédentes montrent que la prise en considération des phénomènes de vaporisations à toujours le même effet, la valeur maximale vers laquelle évolue l'absorptivité est de 0.73 qui est inférieure au cas où les phénomènes de vaporisation sont négligés et au cas d'une impulsion de largeur de $10ns$.

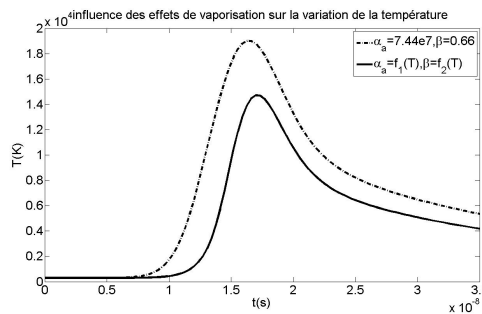


Figure 3.89 – Comparaison entre la variation de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

Les figures précédentes montrent que les effets de vaporisations ont influencent la distribution de la température au sein du matériau qui se s'avère inférieure au cas ou ses

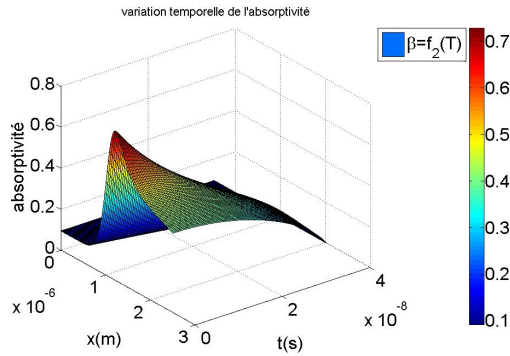


Figure 3.83 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

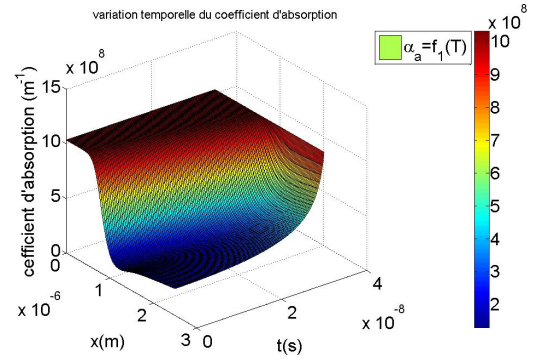


Figure 3.84 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

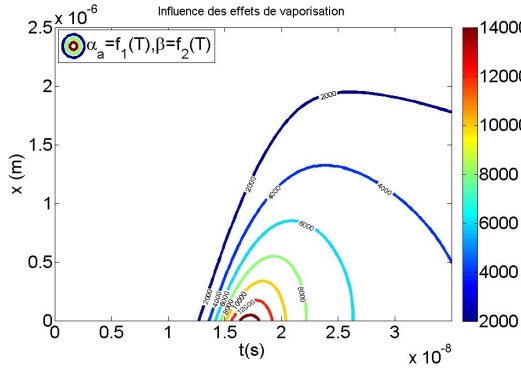


Figure 3.85 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

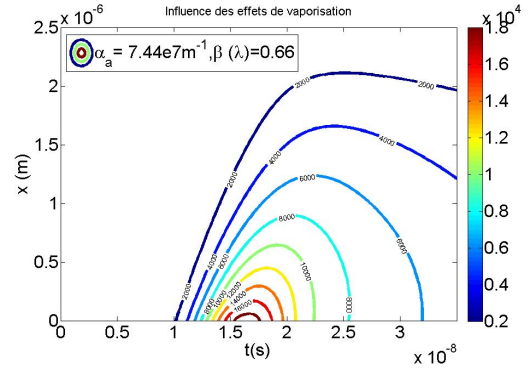


Figure 3.86 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

phénomènes ne sont pas pris en considération. La température maximale atteinte dans le cas de paramètres optiques constants est de 1810^4K , alors que pour des paramètres optiques variables elle est de $14000K$.

Il est tout aussi important de mentionner que ces valeurs sont inférieures à celles obtenues pour une largeur d'impulsion de $10ns$.

- **Etude des processus thermiques avec uniquement des processus de vaporisation à la surface**

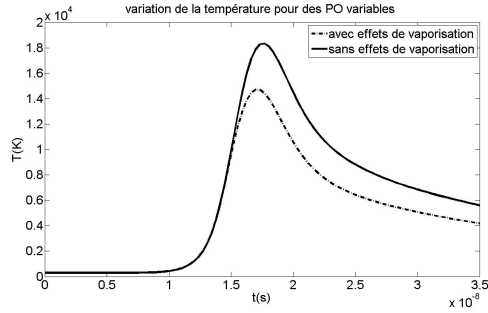


Figure 3.87 – Comparaison entre la variation de la température avec et sans effets de vaporisation pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

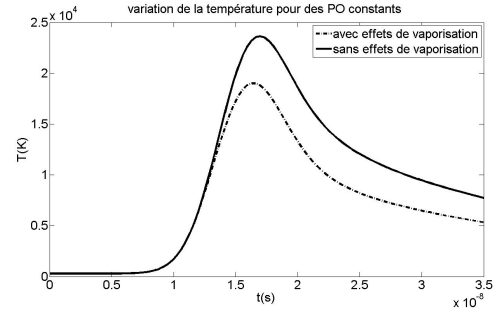


Figure 3.88 – Comparaison entre la variation de la température avec et sans effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

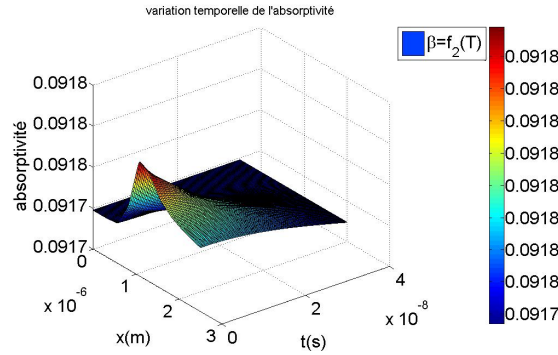


Figure 3.90 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

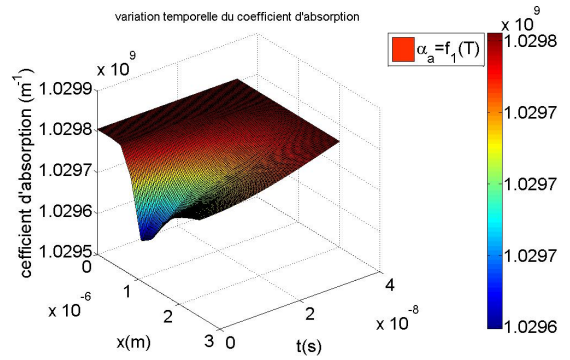


Figure 3.91 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

Les figures précédentes montrent que lorsque l'absorption du rayonnement par la surface est négligée par rapports aux phénomènes de vaporisation les valeurs vers les quelles évolue la températures sont moins importantes que dans le cas précédent où cette absorption est prise en considération.

Pour des paramètres optiques variables la température de la cible n'évolue presque pas de la température initiale, alors que pour des paramètres optiques constants elle peut aller jusqu'à 10000K

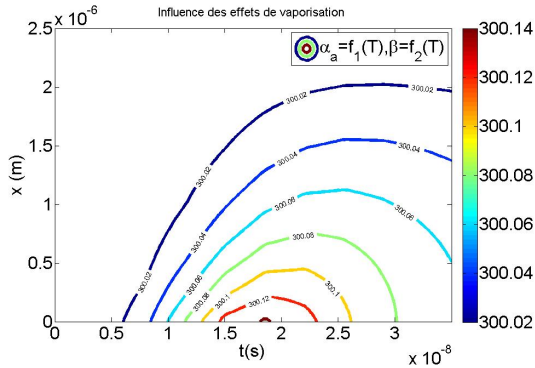


Figure 3.92 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

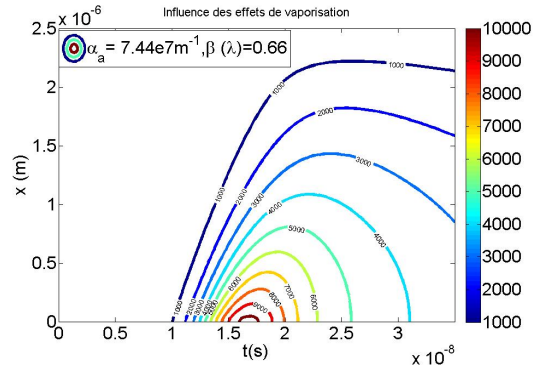


Figure 3.93 – Distribution de la température en présence des effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 5ns$.

3.1.2.2 Etude des processus thermiques pour un profil du laser de 15ns de largeur

Passons maintenant au cas d'un rayonnement dont la largeur du profil temporel est de 15ns

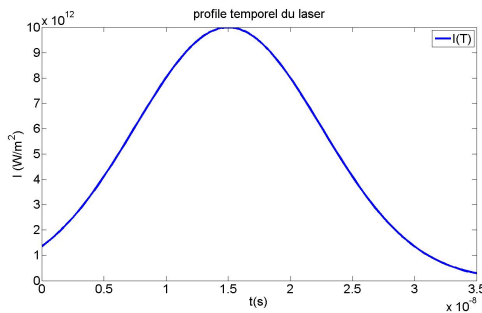


Figure 3.94 – Profil temporel du laser, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

- Effets de vaporisation et écrantage plasma négligeables

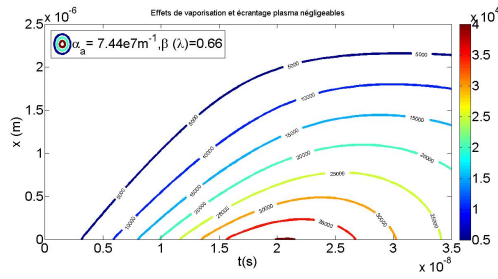


Figure 3.95 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de 15ns pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

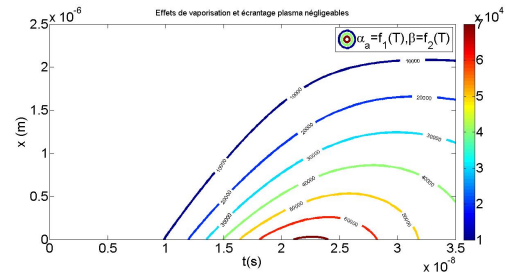


Figure 3.96 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de 15ns pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

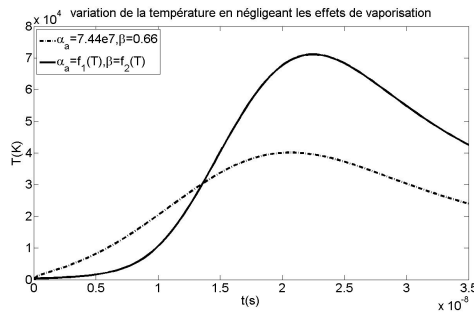


Figure 3.97 – Comparaison entre la variation de la température de la surface induite par un laser de durée de 15ns pour des paramètres optiques constants et variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

Ces dernières figures montrent la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps pour des paramètres optiques constants où T arrive jusqu'à 410^4K et variables où T arrive jusqu'à 710^4K

Une comparaison entre les deux cas montre que les valeurs obtenues pour des paramètres optiques variables sont plus grandes que les valeurs obtenues dans les cas de paramètres optiques constants $t = 1.410^{-8}s$ correspond au temps où les deux cas se rejoignent.

Les deux figures précédentes illustrent l'évolution des paramètres optiques. Nous constatons que pour ce cas où la largeur d'impulsion est de 15ns l'effet d'amplification

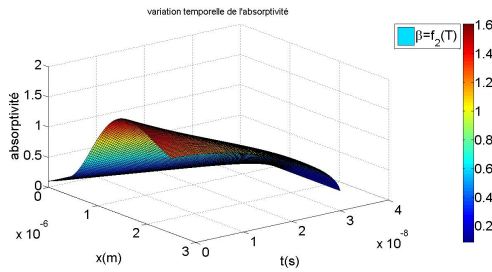


Figure 3.98 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

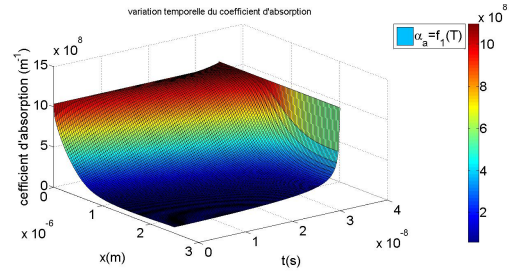


Figure 3.99 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

apparaît encore une fois. L'absorptivité évolue jusqu'à une valeur maximale de 1.6, ce qui est en contradiction avec sa définition qui lui impose une valeur inférieure ou égale à l'unité. Nous allons voir par la suite que l'introduction des processus de vaporisation et de l'écrantage plasma vont permettre de surpasser cette inconvenance.

- **Etude de la coexistence du processus de vaporisation et de l'écrantage plasma avec l'absorption au niveau de la surface**

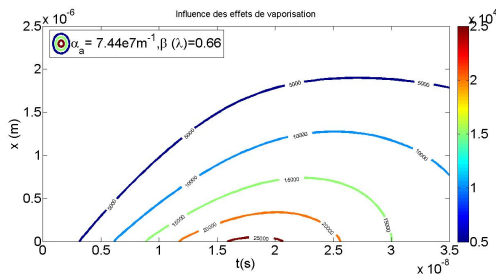


Figure 3.100 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de $15ns$ pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

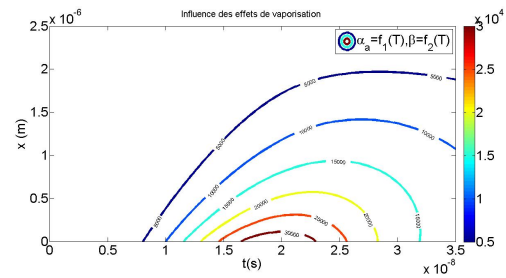


Figure 3.101 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de $15ns$ pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

Les deux figures précédentes illustrent la distribution de la température dans le matériau au cours de temps pour des paramètres optiques constants et variables respectivement dans le cas où seuls les effets de vaporisation sont pris en compte.

Dans le cas des paramètres optiques constant la température maximale est de $2.5 \cdot 10^4 K$,

tandis que dans le cas des paramètres optiques variables elle est de $310^4 K$.

Ces valeurs sont supérieures à celles obtenues pour les cas de largeurs d'impulsions de $5ns$ et $10ns$

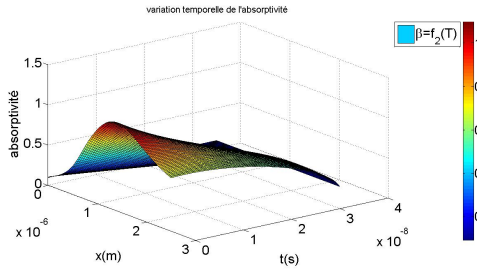


Figure 3.102 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

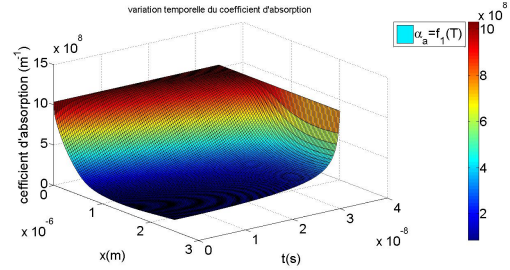


Figure 3.103 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

Les deux figures précédentes montrent la variation des paramètres optiques au sein de la cible dans le cas où seuls les effets de vaporisation sont pris en considération.

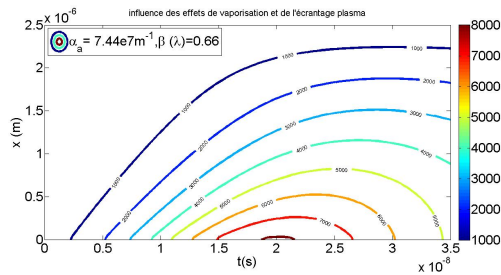


Figure 3.104 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de $15ns$ pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

La figure précédente illustre la variation de la température au sein de la cible pendant l'impulsion pour des paramètres optiques constants, avec la prise en considération des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma. Il est clair que ces phénomènes diminuent la température dans le matériau qui dans ce cas, la valeur maximale qu'elle atteint est de $8000K$

• Etude de la coexistence du processus de vaporisation et d'écrantage par le plasma

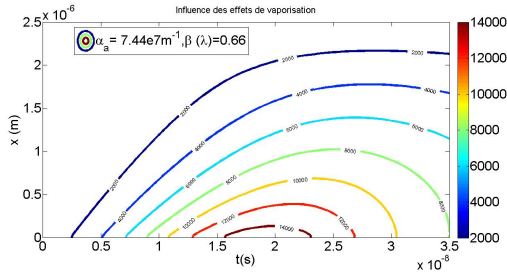


Figure 3.105 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de 15 ns pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 15 ns$.

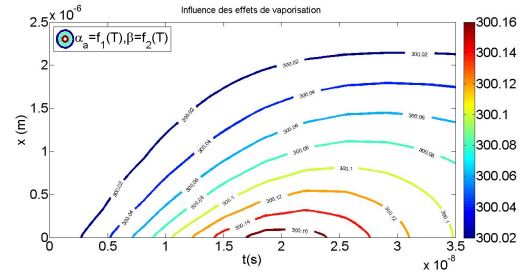


Figure 3.106 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de 15 ns pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 15 ns$.

Les deux figures précédentes illustrent la distribution de la température au sein du matériau au cours du temps pour des paramètres optiques constants et variables respectivement dans le cas où seuls les effets de vaporisation sont pris en considération avec une absorption du rayonnement à la surface négligeable par rapport à ces effets.

Dans le cas des paramètres optiques constants la température maximale atteinte est de 14000K, tandis que pour des paramètres optiques variables la température n'évolue presque pas de la température ambiante.

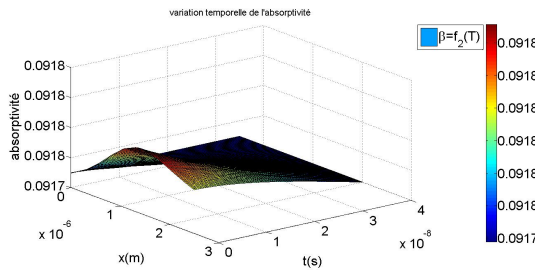


Figure 3.107 – Variation de l'absorptivité, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 15 ns$.

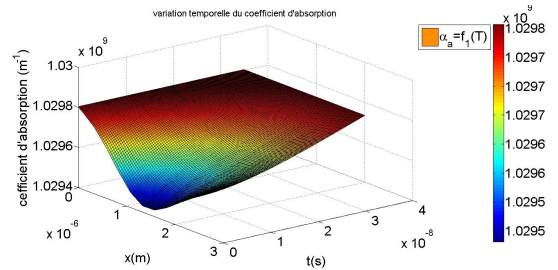


Figure 3.108 – Variation du coefficient d'absorption, $I_{max} = 10^{13} W/m^2$, $\lambda = 266 nm$, $LMH = 15 ns$.

Les deux figures précédentes montrent le comportement des paramètres optiques de la cible pendant la durée de l'impulsion. Il est clair qu'ils n'évoluent presque pas de

leurs valeurs initiales.

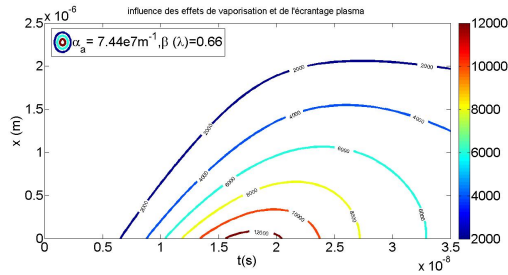


Figure 3.109 – Distribution de la température de la surface induite par un laser de durée de $15ns$ pour des paramètres optiques constants en présence des effets de vaporisation de l'écrantage plasma, $I_{max} = 10^{13}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 15ns$.

Nous pouvons examiner dans la figure précédente la distribution de la température dans la cible pendant la durée de l'impulsion dans le cas où les effets de vaporisation et l'écrantage plasma sont pris en considération avec une absorption du rayonnement par la surface négligeable. La valeur maximale de la température est de $12000K$

3.1.2.3 Récapitulatif sur l'influence de la largeur de l'impulsion

L'étude des processus thermiques pour trois largeurs d'impulsion $5ns$, $10ns$ et $15ns$, pour une longueur d'onde $\lambda = 266nm$ et une irradiancie de $10^{13}W/m^2$, a révélé que plus la durée du pulse est grande plus les valeurs obtenues de la température sont grandes. Il en est de même pour les effets de vaporisation et l'écrantage plasma qui sont plus prononcés dans la cas d'une largeur de $15ns$, un peu moins pour le cas d'une largeur de $10ns$, et sont quasiment négligeables pour une largeur de $5ns$.

3.1.3 Influence de l'irradiance

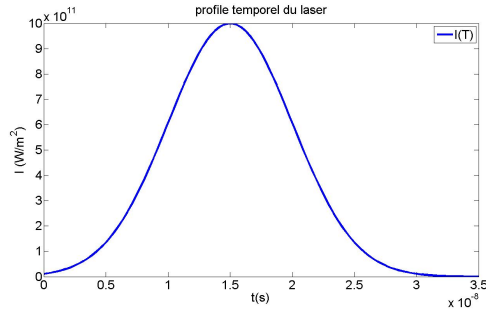


Figure 3.110 – Profil temporel du laser $I_{max} = 10^{12}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Ceci est le profil temporel du laser considéré dans cette partie. Il est caractérisé par une durée d'impulsion de $30ns$ avec une LMH de $10ns$, une longueur d'onde de $266nm$ et une intensité maximale de $10^{12}W/m^2$

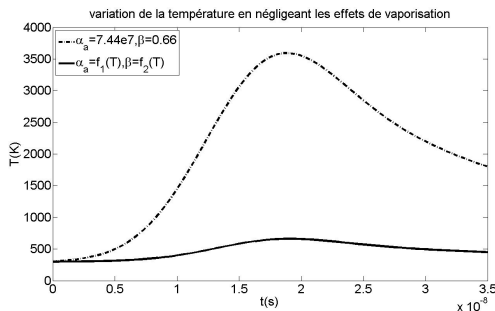


Figure 3.111 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables pour des effets de vaporisation négligés, $I_{max} = 10^{12}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Dans cette figure, nous comparons entre la variation de la température de la surface de la cible pour des paramètres optiques constants et variables, sachant que les effets de vaporisation ne sont pas considérés. Nous constatons que son évolution est beaucoup plus prononcée dans le cas des paramètres optiques constants.

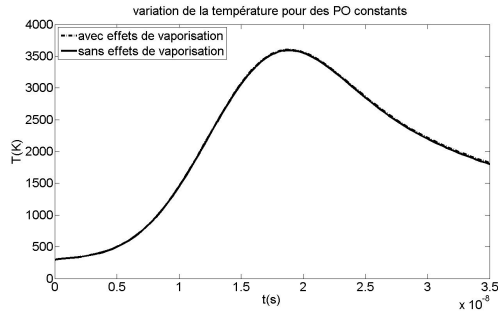


Figure 3.112 – Comparaison entre la variation de la température avec et sans effets de vaporisation pour des paramètres optiques constants, $I_{max} = 10^{12}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

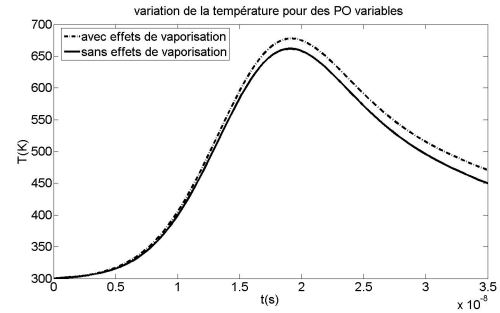


Figure 3.113 – Comparaison entre la variation de la température avec et sans effets de vaporisation pour des paramètres optiques variables, $I_{max} = 10^{12}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Dans ces deux dernières figures nous examinons l'influence des effets de vaporisation sur la température de la surface pour des paramètres optiques constants et variables respectivement. Nous constatons que ces effets n'affectent pas le comportement de la température contrairement au cas où l'intensité maximale était de $10^{13}W/m^2$

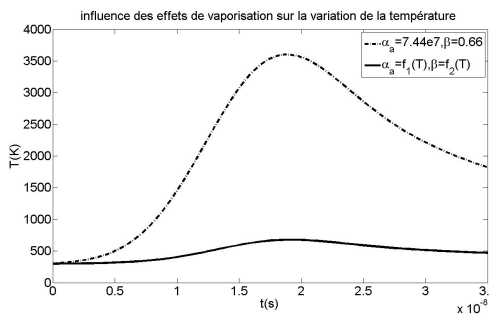


Figure 3.114 – Comparaison entre la variation de la température pour des paramètres optiques constants et variables en prenant en compte les effets de vaporisation, $I_{max} = 10^{12}W/m^2$, $\lambda = 266nm$, $LMH = 10ns$.

Dans cette figure nous comparons entre les résultats de la température de la surface obtenus pour des paramètres optiques constants et variables. Dans ce cas les calculs faits par des paramètres optiques constants sont supérieurs à ceux des paramètres optiques variables.

3.1.3.1 Récapitulatif sur l'influence de l'irradiance

Nous avons examiné les processus thermiques pour deux différentes irradiances $10^{13}W/m^2$ et $10^{12}W/m^2$. Les valeurs de la températures obtenues pour le premier cas sont supérieures à celles obtenues dans le second.

Les effets de vaporisation et l'écrantage plasma jouent un rôle très importants pour une irradiance de $10^{13}W/m^2$, alors qu'ils sont quasiment négligeables pour une irradiance de $10^{12}W/m^2$.

3.1.4 Récapitulatif

A travers les différents résultats que nous avons présenté jusqu'à présent nous avons tenté de mettre en évidence l'influence de certains processus intervenant lors de l'interaction d'un laser impulsif avec une cible solide.

Nous avons essentiellement concentré notre étude sur l'influence des paramètres du rayonnement sur l'interaction à savoir :

- La longueur d'onde
- La largeur du pulse
- L'irradiance

ainsi que l'influence des paramètres optiques du matériau, qu'ils soient supposés constants ou variant avec la température.

Le choix de la longueur d'onde s'est révélé très important, car comme nos résultats l'on démontré certains processus qui interviennent pour une interaction avec une certaine longueur d'onde, apparaissent peu ou presque pas pour d'autres, ceci est très important quant au choix du modèle.

De même que pour la longueur d'onde le choix de l'irradiance et de la largeur du pulse, sont aussi cruciales, vis à vis des processus et donc du modèle qui peut être considéré.

Le choix des paramètres optiques est très importants, surtout que tous nos calculs ont révélé que les résultats obtenus pour des paramètres optiques constants et variables ne se rejoignent jamais, cependant nos calculs fait avec des paramètres constants se sont révélé en accord avec certains travaux [2], ceci n'empêche pas le fait que l'utilisation des paramètres optique variables apparait dans bon nombre de travaux [50, 54, 56, 81], que nous étudierons d'avantage à l'avenir.

Nous allons maintenant étudier dans le paragraphe suivant l'expansion de la vapeur formée à partir des modèles précédents.

3.2 Simulation de l'expansion de la vapeur

3.2.1 Modèle thermique utilisé

Rappelons que les résultats obtenus à partir du modèle thermique que nous avons introduit dans le paragraphe précédent seront utilisés comme conditions initiales dans la suite des simulations.

En assimilant la vapeur qui se forme à un gaz parfait, nous avons résolu les équations d'hydrodynamique suivantes, par le schéma de Roe MUSCL.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}[p + \rho v^2] \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho(E + \frac{v^2}{2})] = -\frac{\partial}{\partial x}[\rho v(E + \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2})] + E_p \quad (3.14)$$

$$E = \frac{C_v P M}{\rho R} \quad (3.15)$$

C_v : capacité calorifique à pression constante, qui est de $\frac{3}{2}$ pour un gaz monoatomique
 M : étant la masse atomique et R : la constante des gaz parfait

E_p : la quantité d'énergie absorbée par le plasma.

3.2.2 Modèle avec vaporisation et sans effets d'écrantage par le plasma :

Dans cette partie comme nous l'avons déjà signalé, les conditions initiales sont déduites de 3.1.1.1, plus particulièrement de l'étude de la coexistence du processus de vaporisation avec le processus d'absorption pour des paramètres optiques constants. du rayonnement à la surface

3.2.2.1 Examen de la situation au temps $t = 7ns$

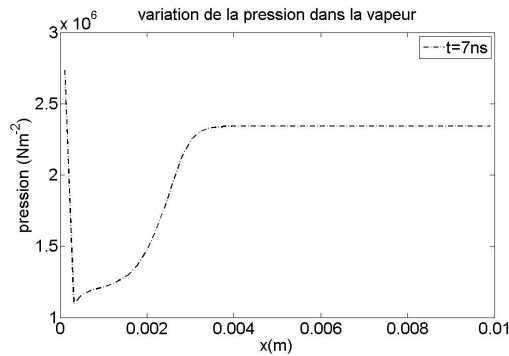


Figure 3.115 – Pression de la vapeur à $t = 7ns$.

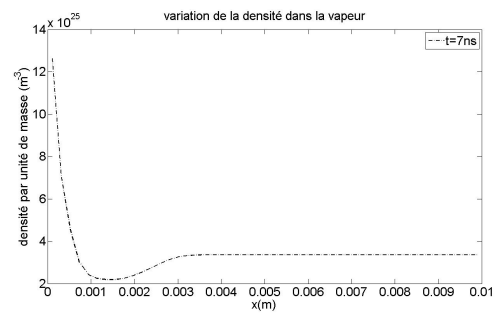


Figure 3.116 – Densité de la vapeur à $t = 7ns$.

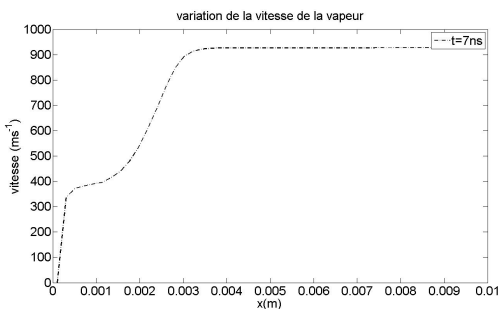


Figure 3.117 – Vitesse de la vapeur à $t = 7ns$.

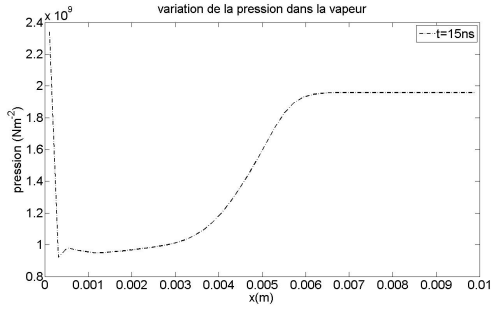


Figure 3.118 – Pression de la vapeur à $t = 15ns$.

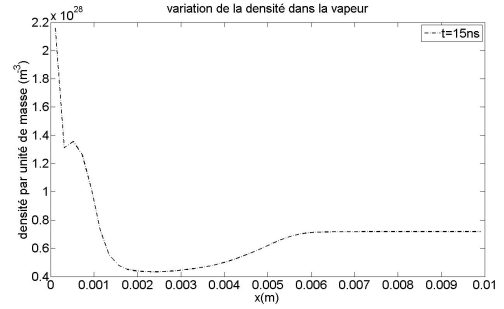


Figure 3.119 – Densité de la vapeur à $t = 15ns$.

3.2.2.2 Examen de la situation au temps $t = 15ns$

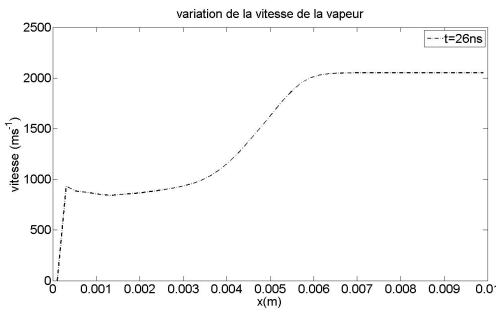


Figure 3.120 – Vitesse de la vapeur à $t = 15ns$.

3.2.2.3 Examen de la situation au temps $t = 26ns$

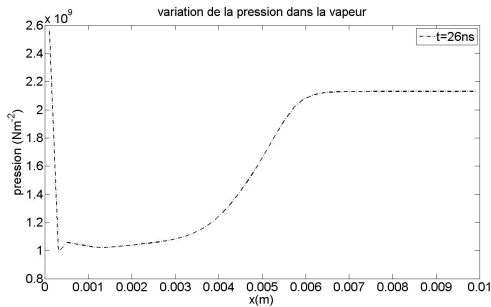


Figure 3.121 – Pression de la vapeur à $t = 26ns$.

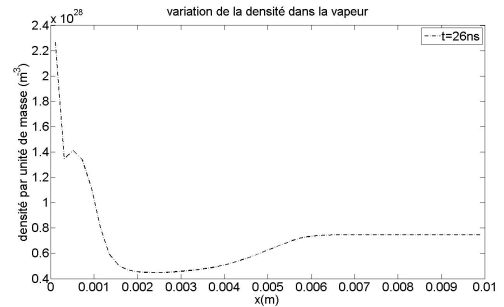


Figure 3.122 – Densité de la vapeur à $t = 26ns$.

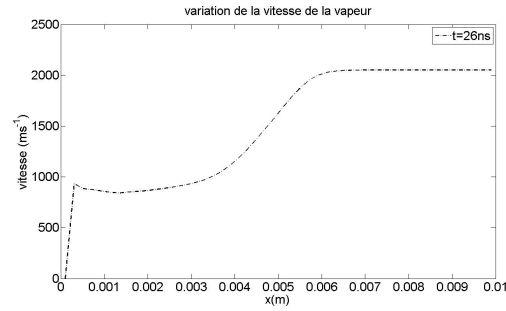


Figure 3.123 – Vitesse de la vapeur à $t = 26ns$.

3.2.2.4 Examen de la situation au temps $t = 31ns$

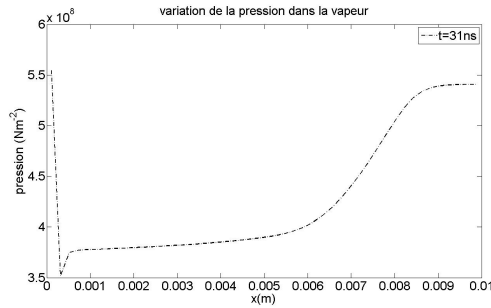


Figure 3.124 – Pression de la vapeur à $t = 31ns$.

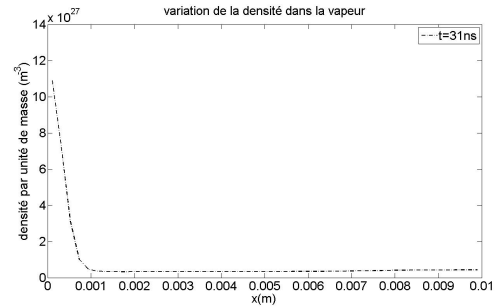


Figure 3.125 – Densité de la vapeur à $t = 31ns$.

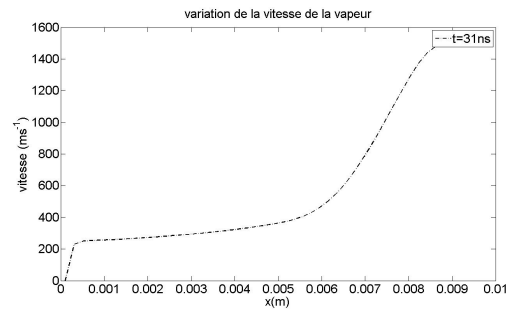
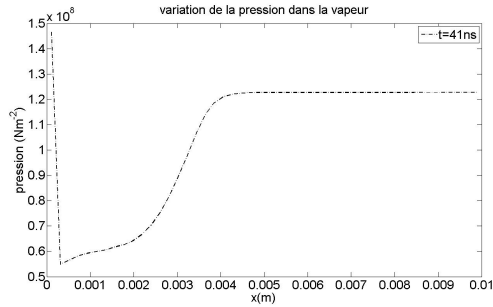
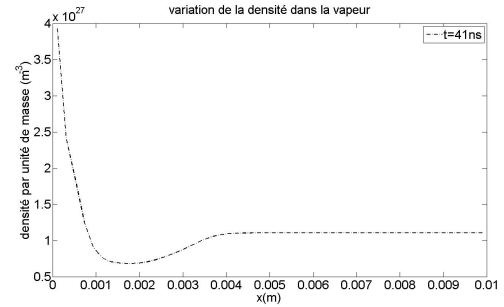
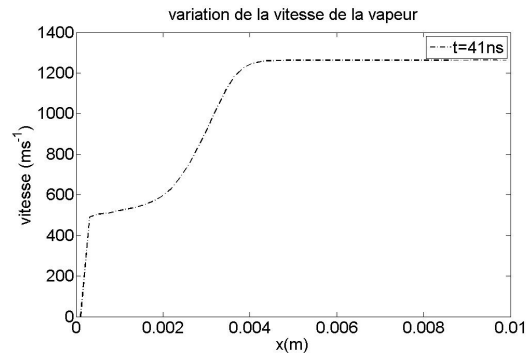


Figure 3.126 – Vitesse de la vapeur à $t = 31ns$.

3.2.2.5 Examen de la situation au temps $t = 41\text{ns}$ Figure 3.127 – Pression de la vapeur à $t = 41\text{ns}$.Figure 3.128 – Densité de la vapeur à $t = 41\text{ns}$.Figure 3.129 – Vitesse de la vapeur à $t = 41\text{ns}$.

A différents temps nous avons étudié l'expansion de la vapeur formée au dessus de la surface de la cible. les conditions initiales et les grandeurs décrivant le panache varient selon le temps.

Ce qui ne change pas c'est que la densité de la vapeur décroît à partir de la surface, il arrive qu'à une certaine distance de la surface, la densité croît de nouveau puis décroît ceci s'explique par l'apparition d'une onde de choc qui fait que la vapeur se condense, l'atténuation de cette onde de choc permet à la vapeur de se détendre ce qui se traduit par la décroissance de la densité.

Il est de même pour la pression qui est plus importante près de la surface qu'elle ne l'est

plus loin, elle peut cependant augmenter lors de l'apparition de l'onde de choc. La vitesse quant à elle, croit au fur et mesure que le panache s'éloigne de la surface, et dès l'apparition de l'onde de choc elle décroît puis croit de nouveau après disparition de l'onde de choc.

3.2.3 Modèle avec vaporisation du matériau et effets d'écrantage plasma

Dans cette partie, les conditions initiales sont détuide de ??, plus particulièrement de l'étude de la coexistence de processus de vaporisation et d'écrantage pour des paramètres optiques constants. plasma

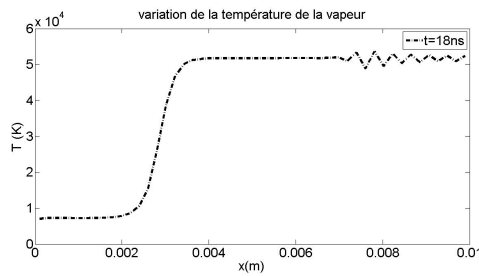


Figure 3.130 – Variation de la température de la vapeur à $t = 18ns$.

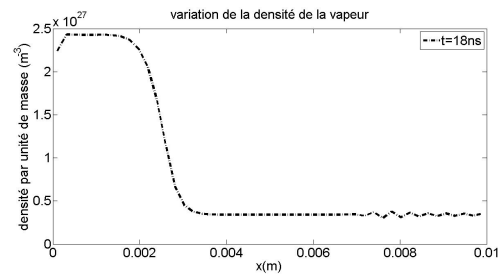


Figure 3.131 – Variation de la densité de la vapeur à $t = 18ns$.

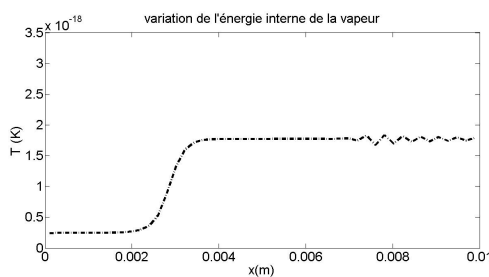


Figure 3.132 – Variation de l'énergie interne de la vapeur à $t = 18ns$.

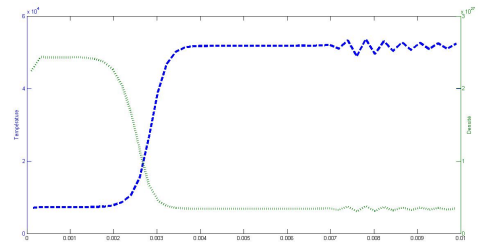


Figure 3.133 – Variation de la température et de la densité de la vapeur à $t = 18ns$: illustration de la formation de l'onde de choc.

Les résultats que nous avons obtenues correspondent à ce qu'il y a dans les deux figures précédentes. Alors que pour [2], avec les quels nous avons comparé nos résultats du modèle thermiques, et qui se sont avérés en accord, et à partir du quel nous avons pris les conditions initiales, nous constatons que la variation de la densité correspond ce qui

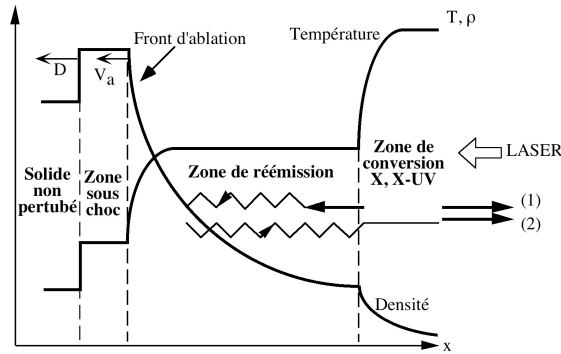


Figure 3.134 – Profil caractéristique de température et de densité. [82]

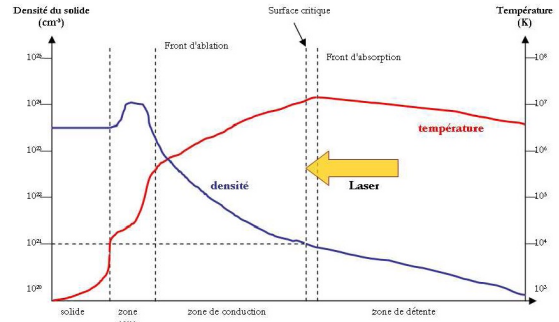


Figure 3.135 – Structure d'un plasma créée par l'interaction d'un laser avec une cible solide. L'allure des variations spatiales de la densité et de la température dans les différentes zones du plasma est donnée pour un régime d'interaction nanoseconde et un numéro atomique moyen.[83]

n'est pas le cas de la température qui dans leur cas décroît, cependant la valeur maximale de la température correspond à celle que nous avons trouvé dans par nos calculs.

A ce stade nous n'avons pas pu déterminé où se tient l'anomalie qui crée cette différence entre l'allure de notre température et la leur.

Les résultats que nous avons obtenues dans cette dernière partie, et en particulier la température et la densité vont être utilisées dans la partie qui va suivre, pour déterminer les fractions des différentes espèces présentes dans le panache.

3.3 Analyse quantitative du plasma

Rappelons le système d'équations suivant contenant deux équations de Saha-Eggert, tenant en compte la présence d'espèces une et deux fois ionisés [2], et deux autres équations pour la conservation de la matière et l'autre pour la conservation de la charge.

$$\frac{x_e x_{i1}}{x_0} = \frac{1}{n_{vap}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp - \frac{IP_1}{k_B T} \quad (3.16)$$

$$\frac{x_e x_{i2}}{x_1} = \frac{1}{n_{vap}} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp - \frac{IP_2}{k_B T} \quad (3.17)$$

$$x_0 + x_{i1} + x_{i2} = 1 \quad (3.18)$$

$$x_{i1} + 2x_{i2} = x_e \quad (3.19)$$

Dans cette partie nous avons calculé les fractions des différentes espèces présentes dans le plasma, en utilisant les valeurs de la température et de la densité calculées de la partie hydrodynamique.

Ce calcul a été réalisé par la fonction *fsolve* de *Matlab*, qui est programmée pour la résolution des systèmes non-lineaires, une comparaison a été faite avec la méthode de Newton-Rphson et les résultats sont identiques.

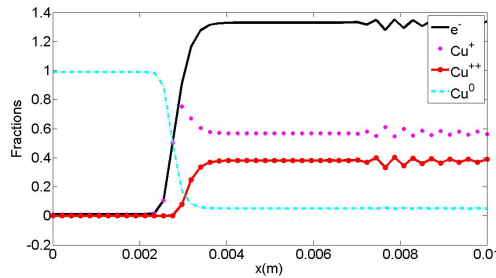


Figure 3.136 – Variation des fractions des espèces présentes dans le panache

Nos résultats correspondent en partie à [2], mais la différence se tient dans le fait que la température décroît dans leur cas alors qu'elle se maintient constante pour le notre.

A $60000K$ nous constatons que les électrons se trouvent en très grande quantité dans le panache ce qui est légitime vu la quantité des espèces une et deux fois ionisées, et la quasi inexistance des espèces neutres.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de notre simulation numérique, que nous avons consacré à :

- L'étude des processus thermiques dans la cible et l'influence de la vapeur et le plasma formé audessus de sa surface sur ses processus et ceci pour trois longueurs d'ondes, trois largeurs d'impulsion et deux irradiances.
- L'étude des processus hydrodynamique de la vapeur et la formation du plasma dont le comportement dépend essentiellement des résultats du modèle thermique

Il est clair que les processus thermiques, hydrodynamiques et la formation du plasma sont fortement liés les uns aux autres, et que pour avoir une vue d'ensemble de ce qui se passe lors de l'interaction laser-cible il serait nettement plus efficace de résoudre les différentes parties simultanément. Cependant ce que nous avons fait nous a permis de voir le comportement des différentes parties sans pour autant être loin de la réalité puisque nos résultats se sont avérés assez bien en accord avec la littérature.

CONCLUSION

Le présent travail a été consacré à l'étude de l'interaction laser-matière dans le cadre de son application dans l'analyse par spectroscopie de plasma (LIBS), qui est une technique prometteuse, qui rentre en concurrence avec les techniques d'analyse les plus utilisées telles l'analyse par torche à plasma avec spectroscopie atomique ou spectroscopie de masse.

Afin d'optimiser les conditions de l'analyse spectroscopique, il fallait d'abord comprendre les mécanismes de l'interaction du laser avec la cible à analyser.

Ces mécanismes différents selon la nature de la cible, qu'elle soit solide, liquide ou gaz, et les propriétés du rayonnement laser utilisé.

Il a été montré à travers ce travail que les processus thermiques qui apparaissent lors de l'interaction d'un laser nanoseconde avec un échantillon métallique sont fortement liés au choix du rayonnement, qu'il soit dans le domaine infrarouge, ultraviolet ou visible.

En plus du choix de la longueur d'onde qui est une condition dont dépend fortement les résultats de l'interaction, la largeur de l'impulsion est aussi un paramètre crucial qui affecte les processus qui interviennent dans l'interaction laser-échantillon et les paramètres du plasma formé.

L'irradiance du laser qui est sa puissance par unité de surface de l'échantillon, influence également les processus d'initiation du plasma. Au dessus d'une certaine valeur seuil, qui varie selon la cible, le plasma ne peut être initié.

Pour obtenir les meilleures conditions pour l'analyse spectroscopique, l'idéal serait de choisir selon la cible la longueur d'onde, la largeur de l'impulsion et l'irradiance qui une fois combinées donnent les meilleures conditions d'initiation du plasma.

Notre étude a mis en évidence l'influence des effets de vaporisation et de l'écrantage plasma sur les processus thermiques dans la cible, elle a aussi démontré que les paramètres optiques du matériau, qu'ils soient supposés constants ou variant avec la température, influencent d'une manière indéniable les résultats de simulation, sans oublier l'importance des conditions aux limites surtout à la surface d'irradiation.

Notre travail à aussi montré que le comportement de la vapeur qui se forme au dessus de la surface d'irradiation est lié au processus thermiques qui s'établissent dans la cible, car la description de l'expansion du panache par les équations d'Euler, ne peut être examiné qu'une fois les résultats du modèle thermique sont connus et introduits en tant que conditions initiales pour la résolution du modèle hydrodynamique.

L'analyse quantitative du plasma s'est faite par la résolution d'un système d'équations non linéaires traduisant l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local.

Une partie de nos résultats calculés dans les mêmes conditions que certains travaux se sont révélé en bon accord avec eux.

Nous avons aussi exploré un aspect analytique dans notre modélisation, que nous n'avons pas pu développer d'avantage à ce stade, nous comptons nous y consacré dans la suite de nos travaux, surtout l'aspect qui concerne la notion du temps de fusion.

Nous comptons également prêter plus d'attention aux paramètres optiques dépendants de la température, pour établir des conditions qui empêchent l'absorptivité d'excéder l'unité quelque soit les conditions de simulation.

Nos codes de calculs ont aussi besoin d'être améliorés pour être plus performants, nous comptons les développer pour une résolution simultanée des différents modèles : thermiques, hydrodynamiques et analytiques.

Dans ce présent travail les propriétés thermiques du matériau ont été supposés constants, ce qui n'est pas forcément le cas, nous devrions par la suite tenir compte de ces variations dans nos modèles et nos codes de calculs.

Contrairement à notre cas où nous avons considéré un matériau pure, qui est le cuivre, l'analyse LIBS se fait sur des matériaux composés de plusieurs espèces chimiques. Bien que notre étude nous a donné une assez bonne idée sur les mécanismes de l'interaction laser-métaux, il nous faut d'une part étendre notre champ d'études à d'autres matériaux contenant plus d'une espèce chimique, et d'autre part à considérer d'autres cibles autres que les solides (ie :liquides et gazeuses).

L'influence du milieu environnant où s'effectue l'interaction et par suite l'expansion du plasma doit aussi être pris en considération, qu'il soit de l'air, ou un gaz inerte tel l'argon ou l'hélium.

Par la suite nous devrions impérativement nous consacrer à l'étude des spectres émis par les plasmas induits par lasers dans les conditions d'opération de la LIBS.

Pour le développement des codes et des modèles les plus performants possible dans ce domaine l'expérimentation reste indispensable et c'est un aspect que nous devrions en tenir compte à l'avenir.

ANNEXE I

PROPAGATION DES FAISCEAUX GAUSSIENS

A fin de pouvoir définir et comprendre le concept du paramètre M^2 exprimant la qualité d'un faisceau laser, commençant tout d'abord par introduire la notion de faisceaux gaussiens et les principaux paramètres qui les caractérisent.

La propagation libre des ondes électromagnétiques est souvent décrite de manière très simplifiée par des ondes planes. Contrairement aux ondes planes les lasers délivrent des faisceaux dont le profil transverse ¹en intensité est de forme gaussienne [84].

L'application de l'**approximation paraxiale** ² aux équations de Maxwell, nous obtenons l'**équation parabolique paraxiale** qui est à la base de la théorie des faisceaux gaussiens [84]

Dans le cadre de cette approximation posant comme expression générale du champ électrique

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (\text{I.1})$$

Avec

$$E(x, y, z) = \psi(x, y, z) \exp(ikz) \quad (\text{I.2})$$

$\psi(x, y, z)$ est solution de l'équation parabolique paraxiale :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.3})$$

Cette équation admet comme solution des ondes dont le profil d'intensité est de forme gaussienne. La solution la plus simple est celle où la symétrie cylindrique est considérée :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (\text{I.4})$$

¹le plan perpendiculaire à la direction de propagation

²Cette approximation consiste à ne considérer que les rayons lumineux qui restent confinés aux alentours de l'axe optique du système

Ce type de solution est connu sous le nom de mode fondamental. Les autres solutions sont appelées modes d'ordres supérieurs.

En choisissons une solution de la forme :

$$\psi(r, z) = A(z) \exp\left(-\frac{ikr^2}{2R(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right)\right) \quad (\text{I.5})$$

l'expression du champ électrique sera :

$$\frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp(-i\phi(r, z)) \quad (\text{I.6})$$

Avec :

$$\phi(r, z) = kz - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) + \frac{kr^2}{2R(z)} \quad (\text{I.7})$$

Définissons les différents paramètres du profile :

$$R(z) = z\left[1 + \frac{z_R}{z^2}\right] = z\left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right] \quad (\text{I.8})$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z_R}{z^2}} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (\text{I.9})$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{I.10})$$

$$w(z=0) = w_0 = \sqrt{\frac{z_R \lambda}{\pi}} \quad (\text{I.11})$$

$R(z)$: rayon des front d'ondes ie : rayon de courbure du faisceau

w_0 : valeur minimale du rayon $w(z)$, il exprime l'etirement maximale du faisceau , il est appelé rayon de ceinture ou rayon de pincement du faisceau.

A $z = z_R$:

$$w(z = z_R) = \sqrt{2}w_0 \quad (\text{I.12})$$

z_R : est la la longueur de Rayleigh qui est une mesure de la divergence du faisceau , le

faisceau est d'autant plus divergeant que z_R est petit, plus le faisceau est pincé plus il est divergeant.

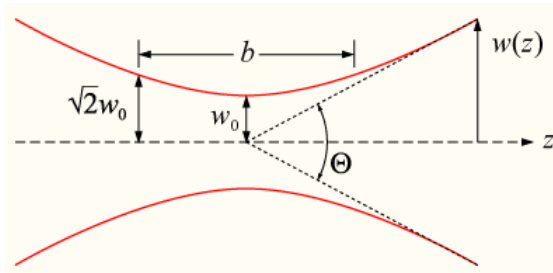


Figure I.1 – Paramètres fondamentaux d'un faisceau gaussien

Un faisceau Gaussien se propage selon le mode de propagation le plus simple à savoir le TEM_{00} (faisceau idéalement gaussien) qui tient pour transverse électromagnétique minimal. on peut donner l'expression du champ électrique et définir les différents termes et dire qu'un tel faisceau lorsqu'il est focalisé sur une surface donnée à l'aide d'une lentille il a le plus petit rayon focal et par conséquent le maximum de densité d'énergie . Les autres modes de propagation TEM_{mn} ont des rayons de focalisation plus grands que celui d'un faisceau idéalement Gaussien TEM_{00} et c'est là qu'intervient la notion de qualité d'onde qui est défini par le paramètre M^2 qui exprime en comment est ce qu'un certain faisceau laser peut être focalié à travers un système optique par rapport à un faisceau idéalement Gaussien .

Pour un mode TEM_{00} (faisceau idéalement gaussien) $M^2 = 1$, on obtient le minimum spot de focalisation pour d'autres modes les spot de focalisation sont supérieurs à 1 donc le spot de focalisation est plus large et donc la densité d'ènergie délivré est moindre.

Donc selon les applications et les densités d'énergie requises M^2 nous définit la qualité de l'onde que nous aurons à utiliser et nous informe sur le spot de focalisation et son écart par rapport au faisceau gaussien .

En rsumé faisceau idéalment gaussien TEM_{00} implique un splot de focalisation minimal et un maximum de densité d'énergie délivrée c'est à dire $M^2 = 1$

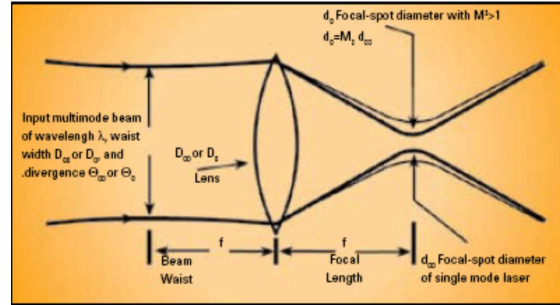


Figure I.2 – Focalisation d'un faisceau gaussien à travers une lentille

Définissons l'équation de divergence d'un mode TEM_{00} purement gaussien se propageant dans l'espace sans focalisation :

$$\theta_{00} = \frac{4\lambda}{\pi D_{00}} \quad (\text{I.13})$$

où :

D_{00} : le diamètre du faisceau

λ : la longueur d'onde du faisceau

Les modes supérieurs commencent souvent leur propagation avec un diamètre plus large D_0 , ce qui se traduit par une divergence plus rapide :

$$\theta_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi D_0} \quad (\text{I.14})$$

Avec : $M^2 > 1$

Quand un faisceau laser gaussien est focalisé, le diamètre du spot de focalisation est défini par :

$$d_{00} = \frac{4\lambda f}{\pi D_{00}} \quad (\text{I.15})$$

où :

f : la longueur focale de la lentille de focalisation

D_{00} : le diamètre du faisceau avant focalisation placé à la distance f de la lentille

Quand un faisceau multimodes est focalisé la diamètre du spot de focalisation devient

$$d_0 = M^2 \frac{4\lambda f}{\pi D_0} \quad (\text{I.16})$$

ANNEXE II

PARAMÈTRES OPTIQUES DÉPENDANTS DE LA TEMPÉRATURE

II.1 Paramètres optiques dans le cadre de l'approximation de Hagen-Raben

Lorsqu'une onde électromagnétique évolue dans milieu, elle obéit aux équations de Maxwell :

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

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

avec \vec{E}, \vec{H} : champ électrique , champ magnétique
et \vec{D}, \vec{B} déplacement électrique , induction magnétique

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{II.3})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (\text{II.4})$$

avec $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$: la permittivité électrique

et $\mu = \mu_0 \mu_r$: perméabilité magnétique

\vec{J} : la densité du courant électrique

En introduisant les équations du déplacement électrique et du champ magnétique pour un matériaux non magnétique μ_r et dans lequel $\rho = 0$:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{II.9})$$

sachant que :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (\text{II.10})$$

Dans le cas d'un milieu isotrope ie $\varepsilon = cste$:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{II.11})$$

on aura :

$$\nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{II.12})$$

Pour une composante du champ électrique , de propageant dans la direction x la solution de l'équation d'onde précédente est telle que :

$$E = E_0 \exp(\pm i\omega(t - \frac{n^*x}{c})) \quad (\text{II.13})$$

qui est une onde qui se propage dans la direction x avec une constante de propagation n^* telle que :

$$n^{*2} = c^2(\varepsilon\mu_0 \mp i\frac{\sigma\mu_0}{\omega}) \quad (\text{II.14})$$

Pour un milieu diélectrique $\sigma = 0$ n^* s'identifie à n l'indice de réfraction du milieu

Lorsque $\sigma \neq 0$:

$$n^{*2} = c^2\mu_0\varepsilon_0(\varepsilon_r + i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}) \quad (\text{II.15})$$

Sachant que dans le vide $c^2\mu_0\varepsilon_0 = 1$ on aura :

$$n^{*2} = \varepsilon_r + i\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad (\text{II.16})$$

En écrivant $n^* = n + ik_{n^*}$:

$$E = E_0 \exp(-\frac{\omega kx}{c}) \exp(-i\omega(t - \frac{n}{c}x)) \quad (\text{II.17})$$

Retrouvons les expressions de n et k_{n^*} :

Nous avons $n^{*2} = n^2 + 2ink_{n^*} - k_{n^*}^2$ identifions cette expression avec (II.16) nous obtenons :

$$n^2 - k_{n^*}^2 = \epsilon_r \quad (\text{II.18})$$

$$2nk_{n^*} = \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (\text{II.19})$$

Remplacer l'expression de k_{n^*} en fonction de n , pour retrouver l'expression de n nous aurons à résoudre un polynôme de degré quatre, ce qui conduit aux deux expressions suivantes :

$$2n^2 = \epsilon_r \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}} \right] \quad (\text{II.20})$$

$$2k_{n^*}^2 = \epsilon_r \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}} \right] \quad (\text{II.21})$$

Dans le cadre de l'hypothèse de **Hagen Raben** les fréquences sont considérées telles que :

$$\frac{\sigma}{\omega\epsilon_r\epsilon_0} \gg 1 \quad (\text{II.22})$$

Ceci se traduit par :

$$k_{n^*} = n = \sqrt{\frac{\sigma}{2\omega\epsilon_0}} \quad (\text{II.23})$$

Déterminons la réflectivité du milieu sachant que :

$$\mathfrak{R} = \frac{(n-1)^2 + k_{n^*}^2}{(n+1)^2 + k_{n^*}^2} \quad (\text{II.24})$$

En remplaçant (II.23) dans l'expression de la réflectivité et en appliquant l'approximation de Hagen Raben lors des calculs nous obtenons :

$$\mathfrak{R} = 1 - 2\sqrt{\frac{2\omega\epsilon_0}{\sigma}} \quad (\text{II.25})$$

Le champ électrique du rayonnement laser à l'intérieur de la cible en choisissant x comme

II.1 Paramètres optiques dans le cadre de l'approximation de Hagen-Raben xxvii

direction de propagation est tel que :

$$E^+ = E_0^2 \exp(i\omega(\frac{x}{v})) \quad (\text{II.26})$$

ω : la fréquence angulaire du rayonnement incident

$v = \frac{c}{n^*}$: la vitesse de propagation du rayonnement dans la cible

Rempalacer l'expression de la vitesse ainsi que celle de l'indice de réfraction complexe on aura

$$E^+ = E_0^+ \exp(-i\omega t) \exp(i\omega \frac{xn}{c}) \exp(-\frac{\omega x k_{n^*}}{c}) \quad (\text{II.27})$$

$$|E^+|^2 = |E_0^+|^2 \exp(-\frac{2\omega x k_{n^*}}{c}) \quad (\text{II.28})$$

D'après la lois de Beer-Lambert : lorsqu'une onde interagit avec une surface elle est atténuée au sein du matériau ceci s'exprime de la façon suivante :

$$I^+(x, t) = \beta I(0, t) \exp(-\alpha_a x) \quad (\text{II.29})$$

Avec :

$I(0, t)$: l'intensité du rayonnement exactement à la surface

$I(x, t)$: intensité du laser à un temps t et une épaisseur x

L'intensité du rayonnement dans le matériau est égale au carré du champ électrique dans ce dernier. Par identification nous aurons :

$$\alpha_a = \frac{2\omega k_{n^*}}{c} = \frac{4\pi k_{n^*}}{\lambda_0} \quad (\text{II.30})$$

D'après (II.23)(l'approximation de Hagen Raben)et d'après la lois de Matthiesens qui dit que la résistivité d'un métal est la somme de sa résistivité idéale et de sa résistivité résiduelle $P = P_i + P_0$. A partir du comportement de cette résistivité selon que celle-ci varie suivant une certaine puissance de la température de Debye et en supposant ayant affaire à un métal en général l'expression de la consuctivité aura la forme suivante :

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0}{1 + \alpha_T [T - T_0]} \quad (\text{II.31})$$

II.1 Paramètres optiques dans le cadre de l'approximation de Hagen-Raben xxviii

on retrouve :

$$\alpha_a = \sqrt{\frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon_0\lambda_0c[1 + \alpha(T - T_0)]}} \quad (\text{II.32})$$

Sachant que tous ce qui transmis aux matériau est absorbé l'absorbativité du matériau est :

$$\beta = 1 - \Re \quad (\text{II.33})$$

Remplacer (II.25)nous obetenons :

$$\beta = 2\sqrt{\frac{4\pi c\varepsilon_0}{\sigma\lambda}} \quad (\text{II.34})$$

Remplacer la conductivité par (II.31) nous obtenons :

$$\beta = 2\sqrt{\frac{4\pi c\varepsilon_0(1 + \alpha(T - T_0))}{\sigma_0\lambda_0}} \quad (\text{II.35})$$

ANNEXE III

LA NOTION DU TEMPS DE FUSION

III.1 Origine du temps de fusion

L'origine du temps de fusion[44] vient d'une approche analytique qui se base sur certaines hypothèses.

L'hypothèse de base est de supposer un profile de température tel que :

$$T(x,t) = T_s(t) \left(1 - \frac{x}{\delta(t)}\right)^{F(t)} \quad (\text{III.1})$$

$\delta(t)$: épaisseur de diffusion thermique

$F(t)$: fonction sans dimension.

$T_s(t)$: température de la surface.

un tel profile obéit aux conditions suivantes pour $x = \delta$:

$$T(\delta,t) = 0 \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial T(\delta,t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{III.3})$$

Ce profile est supposé vérifier l'équation de la chaleur suivante :

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} \quad (\text{III.4})$$

$\kappa = \frac{k}{\rho C_p}$: la diffusivité thermique du matériau.

k : la conductivité thermique.

ρ : la densité.

C_p : la capacité calorifique

qui obéit à la condition suivante à la surface d'irradiation c'ad pour $x = 0$:

$$\beta I = -k \frac{\partial T(0,t)}{\partial x} \quad (\text{III.5})$$

I : irradiance du rayonnement incident qui est supposée constante [44]

A : absorptivité de la surface irradiée, supposée également constante.

Avec l'équation de conservation de l'énergie suivante :

$$\int_0^t q_0 A dt = \rho C_p \int_0^{\delta(t)} T(x,t) dx \quad (\text{III.6})$$

A partir de toutes ces équations l'expression analytique de la température en tout point x et pour chaque temps t est déterminée à travers la détermination de l'expression de $T_s(t), \delta(t)$ et de $F(t)$

III.1.1 démonstration

dériver $T(x,t)$ par rapport au temps et calculer cette dérivée pour $x = 0$

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial t} = \frac{dT_s(t)}{dt} \quad (\text{III.7})$$

dériver $T(x,t)$ par rapport à x et calculer cette dérivée pour $x = 0$

$$\frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = \frac{-T_s(t) \times F(t)}{\delta(t)} \quad (\text{III.8})$$

cette dérivée étant égale a condition(III.5) nous déterminons l'expression de $\delta(t)$

$$\delta(t) = \frac{k \times T_s(t) \times F(t)}{q_0 A} \quad (\text{III.9})$$

nous aurons également besoin de la dérivée seconde pour $x = 0$

$$\frac{\partial^2 T(0,t)}{\partial^2 x} = \frac{-T_s(t) \times F(t) \times (F(t) - 1)}{\delta^2(t)} \quad (\text{III.10})$$

passons maintenant au calcul des intégrales (III.6) :

$$\int_0^{\delta(t)} T(x,t) dx = \frac{T_s(t) \times \delta(t)}{F(t) + 1} \quad (\text{III.11})$$

$$\int_0^t q_0 A dt = q_0 \times A \times t \quad (\text{III.12})$$

A partir de l'équation de conservation de l'énergie (III.6) nous déterminons l'expression de $F(t)$ en remplaçant $\delta(t)$ par son expression et $\rho C_p = \frac{k}{\alpha}$:

$$F(t) = \frac{\alpha q_0 A^2 t}{k^2 T_0^2(t) - \alpha q_0^2 A^2 t} \quad (\text{III.13})$$

Revenons maintenant à l'équation de la chaleur et remplaçons (III.7) et (III.10) ainsi que chacune des expressions de $\delta(t)$ et $F(t)$ respectivement (III.9) et (III.13)

Ainsi pour déterminer l'expression de $T_s(t)$ la température à la surface d'irradiation, nous aurons à résoudre l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dT_s(t)}{dt} = -\frac{T_0^2(t)}{t} + 2\alpha \left(\frac{q_0 A}{k}\right)^2 \quad (\text{III.14})$$

la solution sera :

$$T_s(t) = \frac{q_0 A}{k} \left(\frac{4}{3} \alpha t\right)^{1/2} \quad (\text{III.15})$$

C'est à partir de cette équation qu'on peut directement déterminer l'expression du temps de fusion qui est :

$$t_m = \frac{3}{4\alpha} \left(\frac{k T_m}{q_0 A}\right)^2 \quad (\text{III.16})$$

En remplaçant $T_s(t)$ (III.15) puis dans (III.9) nous trouvons :

$$F(t) = 3 \quad (\text{III.17})$$

$$\delta(t) = (12\alpha t)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.18})$$

III.1.1.1 conclusion

Comme nous pouvons le constater il existe deux différences majeures entre le modèle à partir duquel l'expression du temps de fusion a été démontré et celui que nous avons fait le choix d'étudier[50] que nous avons présenté dans la section précédente :

la première consiste en l'absence du terme source.

la seconde est celle associée au rayonnement incident qui est supposé d'une intensité constante q_0 alors que dans notre cas celle-ci varie avec le temps suivant un profil Gaussien.

Sans oublier l'absorptivité qui est supposée constante alors que dans notre cas elle varie avec la température (3.10).

Dans ce qui suit nous allons suivre le même raisonnement pour tenter de démontrer l'expression du temps de fusion en prenant en considération les différences citées plus haut.

III.1.2 tentative de démonstration de l'expression du temps de fusion relative à notre modèle

0 Nous partons du même profil de température(III.1).

(III.7),(III.8),(III.10),(III.11) restent les mêmes.

puisque le rayonnement à un profil Gaussien, et que l'absorptivité dépend de la température, (III.9) devient

$$\delta(t) = \frac{k \times T_s(t) \times F(t)}{\beta(T_s(t))I(t)} \quad (\text{III.19})$$

$\beta(T)$:l'absorptivité de la surface qui est un paramètre dépendant de la température.

$I(t)$: Profile du rayonnement incident qui correspond à celui de l'équation (2.43)

(III.12) devient

$$\int_0^{\infty} \beta(T_s(t))I(t) dt \quad (III.20)$$

Donc l'équation (III.6) de la conservation d'énergie devient :

$$\int_0^{\infty} \beta(T_s(t))I(t) dt = \rho C_p \frac{T_s(t)\delta(t)}{F(t) + 1} \quad (III.21)$$

en remplaçant $\delta(t)$ par(III.19) on trouve :

$$F(t) = \frac{\beta(T_s(t))I(t) \int_0^{\infty} \beta(T_s(t))I(t) dt}{k\rho C_p T_s^2(t) - \beta(T_s(t))I(t) \int_0^{\infty} \beta(T_s(t))I(t) dt} \quad (III.22)$$

L'équation de la chaleur de notre modèle est donnée par l'équation (2.37), en y remplaçant les dérivées et le terme source pour $x = 0$ et les expressions de $F(t)$ et $\delta(t)$ nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\rho C_p \frac{dT_s(t)}{dt} T_s(t) = 2 \frac{\beta^2(T_s(t))I^2(t)}{k} - \frac{\beta(T_s(t))I(t)}{\int_0^{\infty} \beta(T_s(t))I(t) dt} T_0^2(t) + \frac{4\pi}{\lambda} I(t) T_s(t) \quad (III.23)$$

Si nous parvenons à résoudre cette équation nous aurons une expression plus générale du temps de fusion.

III.1.3 Invalidité de l'expression, du temps de fusion, utilisée dans le modèle à deux étapes à paramètres variables

La démonstration de l'origine du temps de fusion pour des paramètres constants (absorptivité et irradiance) et notre tentative de démonstration de l'expression de temps de fusion correspondant au modèles á paramètres variables est appuyée ici par un calcul numérique qui a pour but de confirmer que cette expression est inexploitable car les résultats qu'elle donne sont tout simplement irrealistes.

D'abord, le temps de fusion d'après sa définition initiale [44] correspond au temps

pour lequel la température de la surface est égale à la température de fusion.

Admettons que l'expression du temps de fusion est juste ceci correspondrait à remplacer le temps t partout où il se trouve par τ_m et la température par T_m .

L'expression obtenue est la suivante :

$$\tau_m \exp\left(\frac{-(\tau_m - \tau)^2}{2\zeta^2}\right) = Cste \quad (\text{III.24})$$

Avec

$$Cste = \frac{3}{16} (T_m - T_0)^2 \rho C_p k \frac{\sqrt{\lambda_0 \sigma_0}}{I_0 \sqrt{\pi c \epsilon_0 (1 + \alpha(T_m - T_0))}} \quad (\text{III.25})$$

Pour trouver la valeur du temps de fusion il suffit de résoudre l'équation précédente pour la variable τ_m . Or, cette égalité est impossible à réaliser. Nous avons essayé avec *Matlab* et *Maple*.

Nous avons également posé :

$$x = t \exp\left(\frac{-(t - \tau)^2}{2\zeta^2}\right) \quad (\text{III.26})$$

et

$$y = Cste \quad (\text{III.27})$$

Sachant que t est l'intervalle de temps durant lequel le rayonnement opère sur le matériau et l'augmentation de la température est relevée.

Le temps de fusion est censé se situer dans cet interval, donc ce que nous avons fait est de calculer toutes les valeurs possible que x peut avoir pour chaque temps t et les tracer pour voir si à un moment donné x serait égale à $y = Cste$, ce temps pour lequel cette égalité est vérifiée serait donc le temps de fusion recherché

Resultat : pendant tout l'intervalle de temps t , à aucun moment cette égalité n'est vérifiée.

Maintenant admettons l'expression utilisée où figure t dans le profil du laser, ceci revient à dire que le temps de fusion est une variable qui dépend de chaque instant t , même si cette idée absurde est appliquée les différentes valeurs calculées de τ_m sont très grandes, de l'ordres de 10^3 jusqu'à 10^9 .

Preuves par calcul numérique

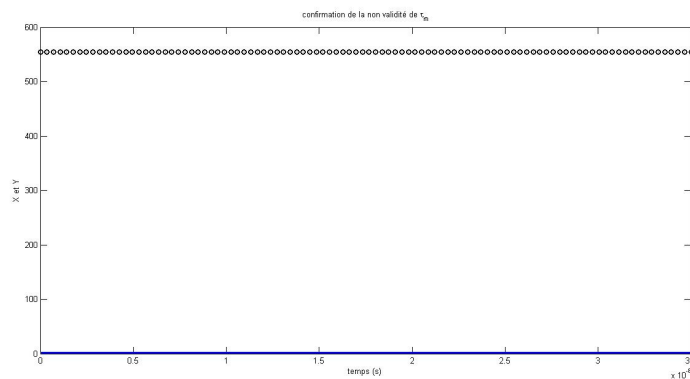


Figure III.1 – Confirmation de la non validité de l'expression du temps de fusion pour le cas du modèle avec terme source et des paramètres optiques variants avec la température

ANNEXE IV

RAPPORT DE STAGE

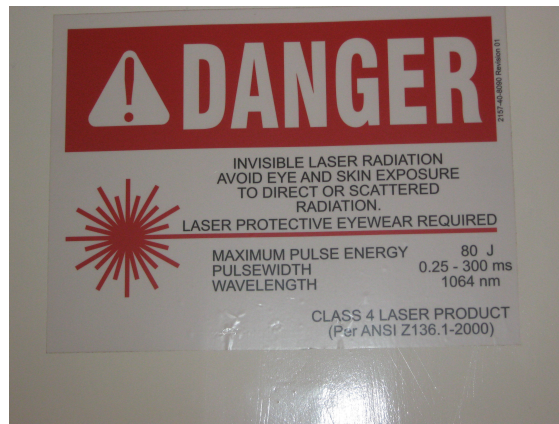


Figure IV.1 – Attention Laser

IV.1 Application des lasers impulsionnels en dermatologie

IV.1.1 Théorie

les différents lasers utilisés en dermatologie sont :

1. Lasers vasculaires

Laser	longueur d'onde
Pulsés à colorant	585595nm/1,540ms
Nd :YAG doublé en fréquence (KTP)	532nm
Argon	1488 – 514nm
Krypton	520530 – 568nm
Vapeur de cuivre	578nm
Lampe pulsée filtrée	5001200nm

Tableau IV.I – Lasers vasculaires

1. Lasers pigmentaires

Lasers	longueur d'onde
NdYAG déclenché (Q-switched)	1064et532nm
Rubis déclenché (Q-switched)	694nm
Alexandrite (Q-switched)	755nm

Tableau IV.II – Lasers pigmentaires

1. Lasers abrasifs

Lasers	longueur d'onde
CO ₂	10600nm, continuoupulse
Erbium-YAG	2940nm

Tableau IV.III – Lasers abrasifs

1. Lasers épilatoires

Lasers	longueur d'onde
Nd YAG	1064nmQ – switchedLong – pulse
Rubis	694nmQ – switchedLongpulse
Alexandrite	1755nmQ – switchedLongpulse
Diode	800 – 810nm
Lampe pulsée filtrée	5001200nm

Tableau IV.IV – Lasers épilatoires

Les différentes applications des lasers en dermatologie dépendent de la cible avec laquelle le rayonnement est censé interagir dans la peau. Ces cibles sont ce que l'on appelle des Chromophores. Les trois principaux chromophores de la peau sont :

- L'hémoglobine

- La mélanine
- L'eau

Pour des applications vasculaires (tels le traitement des angiomes) la cible visés avec le laser est l'hémoglobine, alors que pour des applications pigmentaires la cible visée est la mélanine tandis que pour le vieillissement de la peau par exemple c'est l'eau qui visé par le laser. Le choix du laser dans le traitement dépend du type de chromophore par le quel il est le mieux absorbé.

- L'absorption par l'eau est prédominante pour des longueurs d'onde supérieures à 1,8 micro m.
- La mélanine possède une absorption qui diminue lentement de l'UV vers l'infrarouge. La fenêtre utilisée est voisine de 530 nm.
- L'oxyhémoglobine présente un pic d'absorption vers 490-595 nm.
- La désoxyhémoglobine possède un pic d'absorption vers 770 nm.
- La méthémoglobine, qui apparaît lors du chauffage sanguin, présente une absorption préférentielle à 1 000 nm.

IV.1.2 Applications au CLD

Il est nécessaire d'utiliser des lunettes de protection pour le patient et pour le praticien



Figure IV.2 – Exemple 1 de lunettes du praticien



Figure IV.3 – Exemple 2 de lunettes du praticien



Figure IV.4 – Exemple 3 de lunettes du praticien



Figure IV.5 – Lunettes de protection

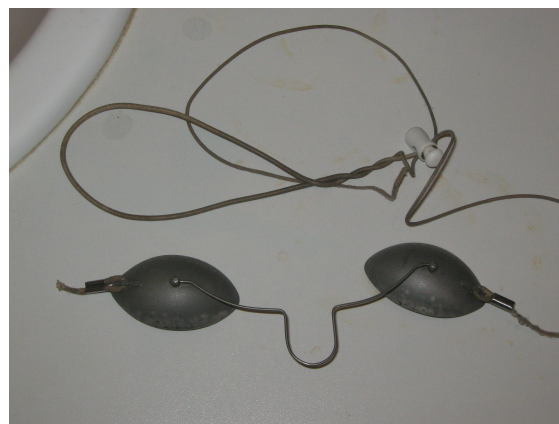


Figure IV.6 – lunettes pour patients

IV.1.2.1 Lasers du CLD

Nous avons pu assister à l'application concrète des laser suivants :

- Le LCP : laser à colorant pulsé , qui est destinés au traitement des anomalies vasculaires telles les angiomes plans et les lac veineux.
- Le Nd :YAG Q-Switched : qui est un laser pigmentaire utilisé par exemple pour le détatouage, taches brunes...
- lasers abrasifs (CO_2) : pour le traitement du vieillissement de la peau.

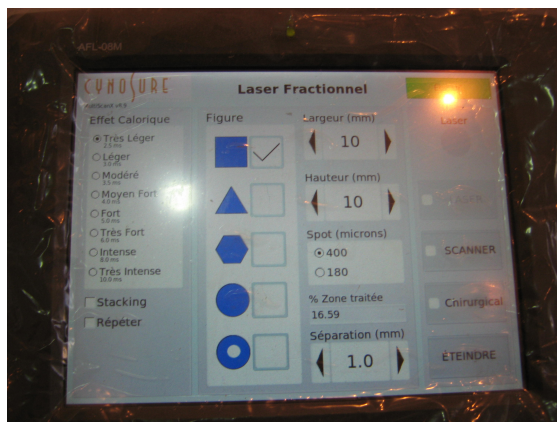


Figure IV.7 – Laser CO_2



Figure IV.8 – Réglage du laser CO_2

Ces deux dernières figures montrent le laser CO_2 , présent au CLD, la seconde figure montre, le clavier à partir duquel le rayonnement laser à utiliser peut être réglé, soit en mode continu ou impulsionnel, sa puissance, la durée du pulse, le taux de répétition des impulsions, la largeur du spot d'irradiation etc...

Figure IV.9 – Ecran du laser CO_2

Le laser CO_2 , peut également être utilisé en mode fractionnel, cet écran permet de voir les différents réglages possibles de ce mode.



Figure IV.10 – Laser à colorant pulsé

Nous observons dans la figure précédente le laser à colorant pulsé présent au CLD.

Nous pouvons voir dans les deux figures précédentes la cavité et l'intérieur du laser à colorant pulsé.

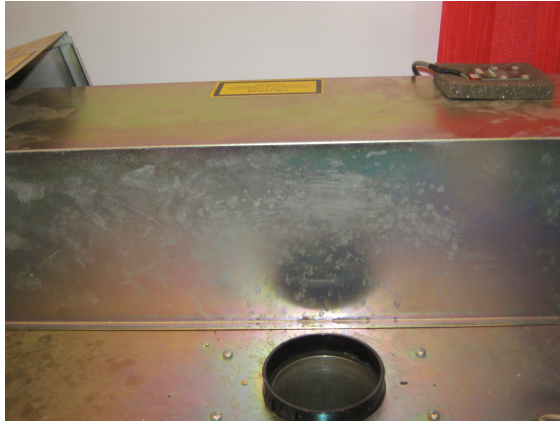


Figure IV.11 – Cavity du laser à colorant pulsé



Figure IV.12 – Interieur du laser à colorant pulsé



Figure IV.13 – Colorant

Nous pouvons voir ici le colorant du LCP



Figure IV.14 – Pièce à main

Voici la pièce à main utilisé par le praticien, pour pointer le rayonnement laser qui en sort vers la zone à traiter.



Figure IV.15 – Fibre optique

Ceci est la fibre optique qui conduit le rayonnement laser sortant de la cavité vers la pièce à main.



Figure IV.16 – Ecran laser Nd :YaG

Ceci est l'écran du laser Nd :YaG ou s'affichent les caractéristiques du rayonnement, tel la fluence, la largeur du spot et le taux de répétition des impulsions.

IV.1.2.2 Cas cliniques

Nous présentons ici quelques cas cliniques aux quels nous avons pu assister au CLD, ce qui nous a permis l'observation de différentes applications des lasers dermatologie.



Figure IV.17 – Cas d'un angiome plan

Ceci est le cas d'un angiome plan, après cinq séances de traitement, le laser utilisé

pour le traitement est le LCP qui un laser vasculaires, de $595nm$ de longueur d'onde , $3ms$ de durée d'impulsion et de $7mm$ de largeur du spot.

Le principe utilisé dans ce genre de traitement est ce que l'on appelle la photothermolyse sélective, puisque l'angiome plan est une mal formation des vaisseaux, ce principe permet de les faire éclater pour les faire disparaître.



Figure IV.18 – Tatouage sur le bras avant traitement par laser



Figure IV.19 – Tatouage sur le bras après traitement par laser



Figure IV.20 – Tatouage sur l'avant bras avant traitement par laser



Figure IV.21 – Tatouage sur l'avant bras après traitement par laser

Ces figures illustrent des cas de détatouage, traité par le lasers Nd :YAG de $1064nm$ de longueur d'onde, $30ns$ de durée d'impulsion $5hz$, de taux de répétition et $2mm$ de largeur de spot.



Figure IV.22 – Photo d'une dent cariée



Figure IV.23 – La dent cariée après irradiation par un laser CO_2

IV.2 Conclusion

L'application des lasers en dermatologie est un autre aspect de l'interaction laser-matière, les processus qui y interviennent diffèrent de ceux qui apparaissent lors de l'ablation laser d'un matériau pure, tel le cuivre que nous avons étudié.

Les lasers interviennent dans beaucoup d'autres spécialités en médecine, telles l'ophtalmologie, l'urologie et la chirurgie d'une manière générale.

Un bon nombre de travaux, faits par des physiciens visent la modélisation de l'interaction des lasers impulsionnels avec les tissus biologiques [85], dans le but de mieux comprendre les mécanismes de cette interaction, et optimiser les paramètres du laser afin de minimiser les dommages tissulaires.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Leon J. Radziemski. David A. Cremers. *Handbook of laser induced breakdown spectroscopy*. John Wiley and Sons Ltd, 2006.
- [2] Z.Chen A.Bogaerts. laser ablation for analytical simpling, what can we learn from modeling? *Acta Part B Atom Spectrosc*, 58 :1867–1893, 2003.
- [3] SURYA N. THAKUR JAGDISH P. SINGH. *laser induced breakdown spectroscopy*. Elsevier, 2007.
- [4] François Fariaut Elisabeth Bouriah coindre Ali Fortas. La libs et l’analyse des process.
- [5] James Winefordner Igor B.Gornushkin Tiffany Correll Emily Gibb Benjamin W.Smith and Nicolo Omenetto. Comparing several atomic spectrometric methods to the super stars : special emphasis on laser induced breakdown spectroscopy, libs a future superstar. *JAAS*, 19 :1061–1083, 2004.
- [6] Lucas M. C. Silva Celio Pasquini, * Juliana Cortez and Fabiano B. Gonzaga. laser induced breakdown spectroscopy. *J. Braz. Chem. Soc*, 18(3) :463–512, 2007.
- [7] David W. Hahn and Nicolot’ Omenetto. Laser-induced breakdown spectroscopy(libs), part i review of basic diagnostics and plasma particle interactions still challenging issues within the analytical plasma community. *Applied Spectroscopy*, 64(12), 2010.
- [8] J.J.Camacho L.Diaz M.Santos L.J.Juan J.M.L.Poyato. Optical breakdown in gases induced by high-power ir CO_2 pulsed lasers. *Laser Beams : theory properties and applications*, pages 415–500, 2011.
- [9] Marpaung AM Kurniawan H Tija MO Kagawa KJ. *Phys.D.Appl.Phys*, 34 :758–771, 2001.
- [10] S.Koch W.Garen M.Müller W.Neu. Detection of chromium in liquids by laser induced breakdown spectroscopy (libs). *Appl phys*, A 79 :1071–1073, 2004.
- [11] O.Samek D.C.S.Beddows J.Kaiser S.V.Kukhlewky M.Liska H.H.Telle J.Young. Application of libs to in-situ analysis of liquid samples. *Opt.Eng*, 39 :2248–2262, 2000.
- [12] P.Fichet P.Mauchien J.F.Wagner C.Moulin. Quantitative elemental determination in water and oil by laser induced breakdown spectroscopy. *Anal.chim.Acta*, 429 :269–278, 2001.
- [13] J.Wachter D.A.Cremer. Determination of uranium in solution using laser induced breakdown spectroscopy. *App.Spectrosc*, 41 :1041–1048, 1987.
- [14] M.C.Boiron J.Dubessy M.Cathelineau D.A.Banks C.Fabre. Palaeofluid chemistry of a single event : a bulk and in-situ multitechnique analysis (libs, raman spectroscopy) of an alpin fluid (mont-blanc). *Chem.Geol*, 182 :249–264, 2002.
- [15] L.M.Berman P.J.Wolf. Laser induced breakdown spectroscopy of liquids : aqueous solutions of nickel and chlorinated hydrocarbons. *Appl.Spectrosc*, 53 :438–442, 1998.
- [16] C.W.NG F.Ho N.H.Cheung. Spectrochemical analysis of liquids using laser induced plasma emission : effect of laser wavelength on plasma properties. *Appl.Spectrosc*, 51 : 976–983, 1997.
- [17] A.Kuwako Y.Uchida K.Maeda. Supersensitive detection of sodium in water with use of dual pulse laser induced breakdown spectroscopy. *Appl.Opt*, 42 :6052–6056, 2003.
- [18] V.Lazic et al. Efficient plasma and bubble generation underwater by an optimizes laser excitation and its application of liquid analyses by laser induced breakdown spectroscopy. *Spectrochimica Acta Part B*, 62 :1433–1442, 2007.
- [19] P.K.Kennedy D.X.Hammer B.A.Rockwell. Laser induced breakdown spectroscopy in aqueous media. *Prog.Quantum Electron*, 21 : 155–248, 1997.

- [20] S.Sobral M.Villagran-Muniz. Temporal evolution of the shock wave and hot core air in laser induced plasma. *App.Phys.Lett*, 77 :3158–3160, 2000.
- [21] D.C.Emmony B.M.Geerken A.Straaijer. The interaction of 10.6m laser radiation with liquids. *Infrared Physics*, 16 :87–92, 1976.
- [22] A.Casavola A.De.Giacomo M.Dell’Aglia F.Taccagna G.Colonna O.De.Pascale S.Longo. Experimental investigation on modeling of double pulse laser-induced plasma spectroscopy under water. *Spectrochim.Acta.Part B*, 60 :975–985, 2005.
- [23] l’analyse chimique des roches martiennes. *Clefs.Cea*, (54), 2006.
- [24] Anne Aubreton. *Modélisation et étude expérimentale d’un plasma métallique crée par ablation laser*. PhD thesis, l’université de Paul Sabatier, 2002.
- [25] M.A.Shannon X.L.Mao R.E.Russo. Monitoring laser-energy coupling to solid materials : plasma shielding and phase change. *Mater.Sci.Eng.B*, 45 :172–179, 1997.
- [26] J.M.Vadillo J.J.Lasena. Laser induced breakdown spectroscopy truly a surface analytical tool. *Spectrochimica Acta Part B*, 59 :147–161, 2004.
- [27] S.S.Mao F.Quere S.Guizard X.Mao R.E.Russo G.Petite and P.Martin. *Applied Physics A*, 79 :1695, 2004.
- [28] L.V.Keldysh. *Soviet Physics JETP*, page 1307, 1965.
- [29] S.K.Sundaram and E.Mazur. *Nature materials*, 1 :217, 2002.
- [30] P. Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductor : Physics and materials properties*. Springer, New York, 3rd edition edition, 2001.
- [31] N.W.Ashcroft and N.D.Mermin. *Solid state physics*. 1976.
- [32] N.Bloembergen. Quantum electronics. *IEEE J QE*, 10 :375, 1974.
- [33] E.Yablonovitch and N.Bloembergen. *Phys. Rev. Letts*, 29 :907, 1972.
- [34] P.Saeta J.K.Wang Y.Siegal N.Bloembergen and E.Mazur. *Phys. Rev. Letts*, 67 :1023, 1991.
- [35] L. Spitzer. *Physics of fully ionized gases*. John Wiley and Sons, New York, 2nd edition, 1962.
- [36] R.E.Russo X.L.Mao H.C.Liu J.H.Yoo and S.S.Mao. *Appl. Phys.A*, 69 :887, 1999.
- [37] S.S.Mao X.Mao R.Greif and R.E.Russo. *Appl. Phys. Letts*, 77 :2464, 2000.
- [38] S.S.Ciobanu C.Nugutu M.Stafe I.Vladoiu V.Pais V.Stancalis N.N.Puscas. Spectroscopique studies of laser induced aluminum and copper plasmas in air. *35th EPS conference on plasma phys Hersonissos 9-13 June ECA*, 32D :P5–144, 2008.
- [39] W.Svendsen O.Ellegaard I.Schou. laser ablation deposition meaurments from silver and nickel. *Appl.Phys*, A63 :247–255, 1996.
- [40] D.Bhattacharya R.K.Singh P.H.Holloway. laser-target interactions during pulsed laser deposition of superconducting thin films. *J.App.Phys*, 70 :5433–5439, 1991.
- [41] J.R.Ho C.P.Gricoropoulos J.A.C Humphrey. Computational study of heat transfer and gas dynamics in the pulsed laser evaporation of metals. *J.Appl.Phys*, 78 :4696–4709, 1995.
- [42] J.F.Ready. Academic Press, New York, 1971.
- [43] I. M. Popescu M. Stafe, C. Negutu. Combined experimental and theoretical investigation of multiple-nanosecond laser ablation of metals. *Journal of optoelectronics and advanced materials*, 8(3) :1180 – 1186, 2006.
- [44] M.K.El-Adawi A.F.Hassan, M.M.El-Nicklawy. A general problem of pulse laser heating of a slab. *Optics and Laser technology*, 25(3), 1993.

- [45] El Shehawey EF El Adawi MK. Heating a slab induced by a time dependent laser irradiation an exact solution. *J Appl Phys*, 60(7) : 2250–5, 1986.
- [46] Levoska J Rantala TT. a numerical simulation method for the laser induced temperature distribution. *J Appl Phys*, 65(12) :4475–9, 1989.
- [47] Laufer G Armon E, Zvirin Y. Metal drilling with CO_2 laser beam. *I.Theory J Appl Phys*, 65 (12) :4995–5002, 1989.
- [48] Mazumder J Kar A. Two dimensional model for material damage due to melting and vaporization during laser irradiation. *J Appl Phys*, 68 :3884–91, 1990.
- [49] J.Lu Z.H.Shen, S.Y.Zhang and X.W.Ni. mathematical modeling of laser induced heating and melting in solids. *Optics and laser technology*, 33 :533–537, 2001.
- [50] R.Fang D.Zhang Z.Li F.Yang L.Li X.Tan M.Sun. improved thermal model and its application in uv high -power pulsed laser ablation of metal target. *Elsevier.*, 2008.
- [51] M.K.El-Adawi and H.M.Al-Theeb. Heating one-dimensional homogeneous slab with a pulsed laser in relation to the laser pulse parameters. *The Arabian Journal for science and engineering*, 33(1A) :147–164, 2008.
- [52] Carlslaw J.H Jaeger J.C. *Conduction of heat in solids*. Claredon, Oxford, 1959.
- [53] M.Necati Özisik. *boundary value problems of heat conduction*. International text book company Scranton Pennsylvania, 1968.
- [54] LiLi Duanming-Zhang Zhihua-Li LiGuan Xinyu-Tan RanranFang DezhiHu GaobinLiu. the investigation of optical characteristics of metal target. *Physica B, Elsevier*, 2006.
- [55] Duanming Zhang Dan Liu Zhihua Li Li Guan Xinyu Tan Li Li Ranran Fang Dezhi Hu Gaobin Liu. Thermal model for nanosecond laser sputtering at high fluences. *Applied Surface Science*, 253 :6144–6148, 2007.
- [56] Alexander F.H.Kaplan. Model of the absorption variation during pulsed heating applied to welding of electronic au/ni coated cu-leadframes. *Applied surface science*, 2005.
- [57] <http://fr.wikipedia.org/wiki/FormuledeHagen-Rubens>.
- [58] Q.M.Lu S.Mao X.L.Mao R.E.Russo. *App Phy Lett*, 80, 2002.
- [59] A.Peterlongo A.Miotello R.Kelly. *Phy Rev*, pages 161–176, 1996.
- [60] Dieter Bäuerle. *laser processing and chemistry*. Springer, 2011.
- [61] M.v.Allemen A.Blatter. *laser beam interaction with materials*. Springer-Verlag, 1995.
- [62] N.M Bulgakova A.V Bulgakov. *App.Phys*, A73 :199, 2001.
- [63] M.Stafe C.Negutu I.M.Popescu. Theoretical determination of the ablation rate of metals in multiple-nanosecond laser pulses irradiation regime. *App Surf Sci*, 253 :6353, 2007.
- [64] M.Stafe C.Negutu N.N.Puscas I.M.Popescu. Pulsed laser ablation of solids. *Romanian Reports in Physics*, 62(4) :758–770, 2010.
- [65] Tatiana Itina. Etudes numériques des mécanismes d’interaction d’un laser impulsif avec des matériaux : application à la synthèse de nano agrégats. *Document de synthèse préparé en vue d’obtenir le diplôme d’habilitation à diriger les recherches*, 2008.
- [66] Bensin Wu Yung C.shin. A simple model for high fluence ultra-short pulsed laser metal ablation. *Applied surface science*, 253 :4079–4084, 2007.
- [67] S.Nolte C.Momma H.Jacobs A.Tunnermann B.N.Chikhcov B.Wellgehausen H.Welling. Ablation of metals by ultra-short laser pulses. *J.Opt.Soc.Am B* 14, 10 :2716–2722, 1997.
- [68] S.Laville F.Vidal T.WJohnston O.Barthlemy M.Chaker. Fluid modeling of laser ablation depth as a function of pulse duration for conductors. *Phys.Rev.E*, 66 :066415, 2002.

- [69] Z.Chen A.Bogaerts. Effect of laser parameters on laser ablation and laser-induced plasma formation : A numerical modeling investigation. *Spectrochimica Acta Part B*, 60 :1280–1307, 2005.
- [70] L.Balazs R.Gijbels A.Vertes. Expansion of laser generated plumes near the plasma ignition threshold. *Anal.Chem*, 63 :314–320, 1991.
- [71] Z.Chen A.Bogaerts. Laser ablation of cu : modeling of the expansion in he background gas, and comparison with expansion in vacuum. *JAAS*, 19 :1169–1176, 2004.
- [72] Z.Chen A.Bogaerts. Laser ablation of cu and plume expansion into 1atom ambient gas. *Journal of Applied Physics*, 97 :063305, 2005.
- [73] X.Mao R.E.Russo. Observation of plasma shielding by measuring transmitted and reflected laser pulse temporal profiles. *App Phys*, A 64 :1–6, 1997.
- [74] L.J.Rakziemski D.A.Cremers. *Laser induced plasmas and applications*. Marcel Dekker Inc, New York, 1989.
- [75] Ya.Zeldovich Yu.P Raizer. Physics of shock wavees and high temperature hydrodynamic phenomena. *Academic press*, 1 :201, 1966.
- [76] A.P.Thorn. *Spectrophysics*. Chapman and Hall, London, 1988.
- [77] R.Huddleston S.L.Leonard. *Plasma diagnostics techniques*. Academic Press, New York, 1965.
- [78] G.Colonna L.D.Pietanza M.Capitelli. Coupled solution of a time-dependent collisional-radiative model and boltzmann equation for atomic hydrogen plasmas : possible applications with libs plasmas. *Spectrochimica Acta B*, 56 :587–598, 2001.
- [79] L.D.Pietanza G.Colonna A.De Giacomo M.Capitelli. Kinetic processes for laser induced plasma diagnostic : A collisional-radiative model approach. *Spectrochimica Acta B*, 65 :616–626, 2010.
- [80] Rajiv K. Singh and J.Narayan. pulsed laser evaporation technique for deposition of thin films physics and theoretical model. *Physical Review B*, page 8843, 1990.
- [81] Suhas S.Joshi Nikhil A.Vasantgadkar, Upenra V.Bhandarkar. A finite element model to predict the ablation depth in pulsed laser ablation. *Thin solid films*, 519 :1421–1430, 2010.
- [82] Alexandra Benuzzi. *Génération de hautes pressions par choc laser : application à la mesure déquations détat*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1997.
- [83] Kevin Cassou. *Etudes d’amplificateurs plasmas laser à haute cadence dans le domaine X-UV et applications*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Orsay, 2006.
- [84] Didier Dangoisse Daniel Hennequin Véronique Zehnlé. *Les Lasers*. Dunod, DUNOD, 2^e edition, 2004.
- [85] Sabrina BRAMKI. *Interaction laser Nd-Yag pulsé-peau Application en dermatologie*. PhD thesis, Université Mentouri Constantine.

RÉSUMÉ

L'analyse par spectroscopie de plasmas est une technique basée sur l'interaction laser-matière. L'initiation du plasma dépend de la nature de la cible, des paramètres du rayonnement et de milieu environnant. Cette technique est appliquée aussi bien aux solides qu'aux liquides et aux gaz. Notre travail a consisté en la modélisation des différents aspects de l'interaction d'un laser impulsif avec une cible solide, à savoir les processus thermiques dans les matériaux, les processus hydrodynamiques dans la vapeur et la caractérisation du plasma. Les résultats numériques que nous présentons concernent l'interaction d'un laser Nd: YAG 266nm, 532nm et 1064nm pour des durées d'impulsion de 5ns, 10ns et 15ns et des irradiances maximales de 10^{13} W/m² et 10^{12} W/m² avec une cible en cuivre.

Mots clés : Interaction laser-matière, processus thermiques, onde de choc, plasmas induits par lasers, équilibre thermodynamique local.

ABSTRACT

Laser induced breakdown spectroscopy is a spectrochemical technique based up on pulsed lasers interaction with matter which can be either a solid, a liquid or a gas. The plasma initiation depends on the nature of the target, the laser's parameters and the background gas. Our work consists on the establishment of a mathematical model describing the mechanisms of the interaction of a pulsed laser with a solid target consisting on the thermal processes in the material, the hydrodynamical expansion of the plume and the plasma characterization. The numerical results were aimed to describe the interaction of a 266nm, 532nm and 1064nm Nd :YAG laser for three different pulse durations 5ns 10ns and 15ns, and two maximal irradiances with a sample of solid copper.

Keywords: laser-matter interaction, thermal processes, shock wave, laser induced plasmas, local thermal equilibrium.

ملخص

إن تقنية تحليل المادة عبر طيف البلازما تعتمد على تفاعل الليزر مع المادة. يعتمد بدء تكوين البلازما على: طبيعة المادة، خواص شعاع الليزر وكذا المحيط الخارجي. تستعمل هذه التقنية لتحليل كل من الأجسام الصلبة، السائلة و الغازية.

إن الهدف من هذه الدراسة هو تطوير نموذج رياضي لمختلف جوانب تفاعل الليزر مع مادة صلبة أي العمليات الحرارية في الجسم، الهيدروديناميكية في البخار وتكوين البلازما . النتائج الرقمية تبرز خصائص تفاعل شعاع ليزر مع النحاس لكل من أطوال الأمواج الآتية 266،532،1064 نانومتر ومدة الإشعاع 5،10،15 نانو ثا وشدة إشعاع 10^{13} و 10^{12} واط/م²

الكلمات المفتاحية : تفاعل الليزر مع المادة -العمليات الحرارية - موجة الصدمة - تكوين البلازما - التوازن الحراري المحلي