

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**CARACTÉRISATIONS OPTIQUE ET MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX
PAR ULTRASONS ENGENDRÉS PAR LASER**

**AMMAR HAMMOUTENE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL**

**MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)**

Novembre 1996



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale
du Canada

Acquisitions et
services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-26479-3

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

**CARACTÉRISATIONS OPTIQUE ET MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX
PAR ULTRASONS ENGENDRÉS PAR LASER**

présenté par: HAMMOUTENE Ammar

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées
a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. LAPIERRE Jean, Ph.D., président

M. BERTRAND Lionel, D.d'état, membre et directeur de recherche

M. ENGUEHARD Franck, Ph.D., membre.

*À la mémoire de mon père
et à ma mère.*

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche, monsieur Lionel Bertrand de m'avoir accueilli dans son équipe de recherche, de sa confiance et de ses conseils tout au long de ce projet.

Je remercie monsieur Jean Lapierre d'avoir accepté de présider le jury d'examen.

Je remercie également monsieur Franck Enguehard pour son support, ses conseils et ses suggestions concernant la rédaction de ce mémoire.

Je remercie aussi messieurs Pierre-André Dion et Yvon Lemire pour leur disponibilité et leur aide au niveau technique.

Finalement, je remercie tous les étudiants qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail, notamment mes collègues du laboratoire "laser-ultrasons" Alain Hénault et Alain Cournoyer.

RÉSUMÉ

L'émergence de la technique "laser-ultrasons" dans le domaine de l'évaluation non-destructive des matériaux est essentiellement due aux progrès technologiques dans les domaines de l'optique et des lasers et à l'avancement des connaissances sur les phénomènes associés au mécanisme de génération d'ondes acoustiques par impact laser. Actuellement, l'exploitation des signaux ultrasonores engendrés par laser à des fins de contrôle non-destructif des matériaux se limite au domaine temporel. Dans le cas de matériaux thermiquement non-conducteurs, le mécanisme de génération est bien compris. Le Profil temporel des déplacements ultrasonores résulte de convolutions par : l'extension surfacique de l'excitation, la durée de l'impulsion et la profondeur de pénétration optique associée à la longueur d'onde de l'irradiation. Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse d'une part aux effets de ces trois paramètres sur les caractéristiques des signaux ultrasonores engendrés et d'autre part à la possibilité d'établir des relations quantitatives entre les signaux observés, les propriétés physiques du matériau et les effets des convolutions associées à la source laser. L'étude se présente donc sous deux aspects. Le premier est une approche directe du problème qui consiste à mener une analyse systématique visant à attribuer à chaque paramètre son effet propre sur les différentes caractéristiques du signal ultrasonore. Le second est une approche inverse qui consiste à remonter aux propriétés optiques et mécaniques du matériau à partir des signaux ultrasonores engendrés dans celui-ci. Les études paramétriques menées dans la première partie de ce travail ont montré qu'il est possible de lier

quantitativement en régime 1-d et 2-d la largeur à mi-hauteur du précurseur au coefficient d'absorption optique. On a exprimé cette relation quantitative par une expression paramétrique afin de s'affranchir des convolutions par la taille de la tache et par la durée de l'impulsion. Les résultats obtenus par cette approche de déconvolution étaient très satisfaisants.

Concernant la caractérisation mécanique, le problème est posé en terme de précision de la mesure. Les résultats de l'analyse quantitative ont montré que les "paramètres-source" peuvent introduire des retards significatifs sur les arrivées des ondes ultrasonores. Pour corriger ces retards, des expressions paramétriques ont été utilisées pour déterminer des vitesses ultrasonores sans effets de convolution. Les résultats obtenus par cette approche ont été confrontés avec succès à des résultats de mesure par la technique piézo-électrique "pulse-écho".

Finalement, il en découle qu'en terme de caractérisation non-destructive des matériaux, la fiabilité des résultats donnés par la technique "laser-ultrasons" est principalement liée à la possibilité de s'affranchir des effets des convolutions temporelles. Étant donné que les solutions expérimentales ne permettent pas toujours de s'affranchir complètement de ces problèmes, des procédures théoriques de correction ou de déconvolution s'avèrent la seule alternative possible.

ABSTRACT

The emergence of the "laser-ultrasonics" technique in the field of nondestructive evaluation of materials is essentially due to the technological progress in the fields of optics and lasers and the advancement of the knowledge of the phenomena associated to the generation mechanism of acoustic waves by a laser impact.

Now, the use of laser-generated ultrasonic signals for nondestructive testing is limited to the time domain. In the case of thermally non-conducting materials, the generation mechanism is well understood. The temporal profile of the ultrasonic displacements, results from convolutions between: the laser spot extension, the laser pulse duration and the optical penetration. In this work, we are interested in one hand in the effects of these three parameters on the features of the generated ultrasonic signals and on the other hand in the possibility to establish a quantitative relationship between the observed signals, the physical properties of the material and the convolution effects associated to the laser source. This study appears in two aspects. The first one is a direct approach of the problem. It consists in a systematic analysis which aims at assigning to each parameter its own effect on the different features of the ultrasonic signal. The second aspect is an inverse approach which consists in recovering the optical and the mechanical properties of the material from the generated-ultrasonic signals. The parametric studies done in the first part of this work shown that it is possible to relate quantitatively in the 1-d and 2-d regimes the precursor full width of half maximum to the optical absorption coefficient. We have expressed this quantitative relationship in a

parametric formulation in order to eliminate the convolution effects due to the spot size and the pulse duration. The results obtained by this deconvolution approach were very satisfying.

Concerning the mechanical characterization, the problem is posed in terms of the precision of the measurement. The results of the quantitative analysis shown that the source parameters may introduce significant delays in the ultrasonic waves arrivals. To correct those delays, parametric formulations were used to determine free-convolution velocities. Results obtained by this approach were successfully confronted to data obtained by the piezoelectric "pulse-echo" technique.

Finally, it follows that in terms of nondestructive characterization of materials, the reliability of results given by the "laser-ultrasonics" technique is principally related to the possibilities to get rid of the temporal convolution effects. As the experimental solutions in this way don't always allow to completely eliminate these problems, correction or deconvolution procedures have been proved the only one possible option.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	iv
REMERCIEMENTS.....	v
RÉSUMÉ.....	vi
ABSTRACT.....	viii
TABLE DES MATIÈRES.....	x
LISTE DES FIGURES.....	xiv
LISTE DES TABLEAUX.....	xviii
LISTE DES ANNEXES.....	xix
INTRODUCTION.....	1
 1. GÉNÉRATION THERMOÉLASTIQUE ET DÉTECTION OPTIQUE D'ONDES ACOUSTIQUES DANS LES SOLIDES.....	 5
1.1 Introduction.....	5
1.2 Génération thermoélastique d'ondes acoustiques dans les solides.....	5
1.2.1 Principes physiques.....	5
1.2.2 Principaux résultats et état des connaissances.....	6
1.2.3 Génération dans les matériaux métalliques.....	9
1.2.4 Génération dans les matériaux non-métalliques.....	11
1.2.5 Déplacements typiques engendrés en régime thermoélastique.....	13

1.3	Détection optique d'ultrasons engendrés par laser.....	14
1.4	Conclusion.....	17
2.	MODÈLE BIDIMENSIONNEL DE GÉNÉRATION D'ULTRASONS PAR LASER DANS UN MATÉRIAU NON-MÉTALLIQUE.....	18
2.1	Introduction.....	18
2.2	Hypothèses et développement théorique.....	21
2.2.1	Hypothèses.....	21
2.2.2	Développement théorique.....	23
2.2.3	Résolution numérique.....	27
2.2.4	Adimensionnement.....	27
2.2.5	Cas d'un matériau isotrope.....	28
2.3	Validation expérimentale du modèle.....	29
2.3.1	Échantillon.....	29
2.3.2	Configuration et conditions expérimentales.....	30
2.3.3	Résultats.....	31
2.4	Conclusion.....	34
3.	ANALYSE DES EFFETS DES PARAMÈTRES RELIÉS À LA SOURCE SUR LES CARACTÉRISTIQUES DES DÉPLACEMENTS ENGENDRÉS À L'ÉPICENTRE.....	35
3.1	Introduction.....	35
3.2	Effet de la taille de la tache.....	38
3.2.1	Effet sur les temps de vol.....	41
3.2.2	Effet sur les amplitudes.....	42

3.2.3 Effet sur le rapport $(\Delta t)_{1/2} / t_1$	43
3.3 Effet de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion.....	46
3.3.1 Régime 1-d.....	46
3.3.1.1 Hypothèses et procédure.....	46
3.3.1.2 Résultats et discussions.....	50
3.3.2 Régime 2-d.....	55
3.3.2.1 Procédure et analyse préliminaire.....	55
3.3.2.2 Analyse et discussion des résultats.....	56
3.4 Conclusion.....	63
4. APPLICATION AUX CARACTÉRISATIONS OPTIQUE ET MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX NON-CONDUCTEURS.....	66
4.1 Introduction.....	66
4.2 Caractérisation optique.....	70
4.2.1 Mesure du coefficient d'absorption optique en régime uniforme (1-d).....	70
4.2.2 Mesure du coefficient d'absorption optique en régime 2-d.....	78
4.2.3 Discussion et conclusion.....	85
4.3 Caractérisation mécanique.....	86
4.3.1 Introduction.....	86
4.3.2 Effets des paramètres liés à la source sur les vitesses ultrasonores.....	90
4.3.2.1 Rappels théoriques.....	90

4.3.2.2 Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores.....	91
4.3.2.3 Analyse quantitative.....	92
4.3.2.4 Procédure de correction.....	96
4.3.2.5 Expériences et résultats.....	97
4.3.2.6 Discussion et conclusion.....	99
4.4 Conclusion.....	104
CONCLUSION.....	106
RÉFÉRENCES.....	108
ANNEXES.....	113

LISTE DES FIGURES

	<u>PAGE</u>
Figure 1.1: Illustration des deux régimes de génération.....	7
Figure 1.2: Schéma de principe de la génération dans les métaux.....	10
Figure 1.3: Schéma de principe de la génération dans les non-métaux.....	11
Figure 1.4: Schéma de principe montrant l'effet de la pénétration optique sur la directivité de l'onde longitudinale.....	12
Figure 1.5: Types de déplacements engendrés à l'épicentre.....	13
Figure 1.6: Courbes typiques de déplacements engendrés dans un matériau métallique.....	15
Figure 1.7: Courbes typiques de déplacements engendrés dans un matériau non-métallique.....	16
Figure 2.1: Profil temporel de l'impulsion laser.....	22
Figure 2.2: Montage expérimental.....	30
Figure 2.3: Comparaison entre le déplacement normal calculé et observé expérimentalement, à l'épicentre.....	32
Figure 2.4: Comparaison entre le déplacement radial calculé et observé expérimentalement, à l'épicentre.....	32
Figure 2.5: Comparaison entre le déplacement normal calculé et observé expérimentalement, à 1 mm l'épicentre.....	33
Figure 2.6: Comparaison entre le déplacement radial calculé et observé expérimentalement, à 1 mm l'épicentre.....	33
Figure 3.1: Courbe typique de déplacement normal à l'épicentre de la face arrière, et définition de paramètres caractéristiques de cette courbe.....	38
Figure 3.2: Configuration expérimentale et système optique servant	

	à varier la taille de la tache sur la surface de l'échantillon.....	39
Figure 3.3:	Variation du temps d'arrivée longitudinal adimensionné en fonction de d/σ	44
Figure 3.4:	Variation du temps d'arrivée transversal adimensionné en fonction de d/σ	44
Figure 3.5:	Variation des amplitudes longitudinal et transversale en fonction de d/σ	45
Figure 3.6:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ en fonction de d/σ	45
Figure 3.7:	Montage expérimental en configuration 1-d.....	48
Figure 3.8:	Variation de l'amplitude du précurseur en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d.....	52
Figure 3.9:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d.....	53
Figure 3.10:	Variation du temps d'arrivée du précurseur en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d.....	54
Figure 3.11:	Variation de l'amplitude du précurseur en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 2-d.....	57
Figure 3.12:	Variation de l'amplitude du déplacement transversal en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 2-d.....	58
Figure 3.13:	Variation du rapport (A_t/A_l) en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d.....	59
Figure 3.14:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 2-d	60

Figure 3.15:	Variation des temps d'arrivée longitudinal et transversal en fonction de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 2-d.....	61
Figure 4.1:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 1-d, pour une durée d'impulsion très courte et pour une durée d'impulsion longue.....	73
Figure 4.2:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 1-d, pour une durée d'impulsion mesurée expérimentalement de 16 ns.....	74
Figure 4.3:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 1-d. Courbe obtenue par régression linéaire.....	75
Figure 4.4:	Précurseur expérimental en régime 1-d obtenus sur les échantillons de verre Schott: BG-18, NG-9, NG-4 et NG-11.....	76
Figure 4.5:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d, pour une durée d'impulsion très courte et pour une durée d'impulsion longue.....	79
Figure 4.6:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d ($\sigma = 1.5$ mm), pour une durée d'impulsion mesurée expérimentalement de 16 ns.....	80
Figure 4.7:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d. Courbe obtenue par régression linéaire dans l'intervalle [1.5,20].....	81
Figure 4.8:	Variation du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d. Courbe obtenue par régression linéaire dans l'intervalle [20,70].....	82
Figure 4.9:	Précurseur expérimental en régime 2-d obtenus sur les échantillons de verre Schott: BG-18, NG-9, NG-4 et NG-11.....	83
Figure 4.10:	Endommagement du PVC par impact laser.....	89
Figure 4.11:	Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores en fonction de la taille de la tache.....	94

Figure 4.12:	Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores en fonction de la pénétration optique pour deux valeurs de la durée de l'impulsion.....	95
Figure 4.13:	Déplacements expérimentaux à l'épicentre en face arrière de l'échantillon.....	101

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1:	Propriétés physiques du verre schott BG-18.....	29
Tableau 3.1:	Propriétés physiques des verres Schott utilisés dans les expériences.....	49
Tableau 4.1:	Récapitulatif des résultats de mesure du coefficient d'absorption optique en régime 1-d.....	77
Tableau 4.2:	Récapitulatif des résultats de mesure du coefficient d'absorption optique en régime 2-d.....	84
Tableau 4.3:	Vitesses ultrasonores et constantes élastiques d'un matériau fortement absorbant à 1064 nm, mesurées par la technique "laser-ultrasons" avant et après correction des effets des convolutions, mesurées à l'aide de transducteurs piézo-électriques fonctionnant en mode "pulse-echo" et données par le fabricant.....	102
Tableau 4.4:	Vitesses ultrasonores et constantes élastiques d'un matériau faiblement absorbant à 1064 nm, mesurées par la technique "laser-ultrasons" avant et après correction des effets des convolutions, mesurées à l'aide de transducteurs piézo-électriques fonctionnant en mode "pulse-echo".....	103

LISTE DES ANNEXES

Annexe 1A:	Directivités théoriques des ondes acoustiques engendrées par une source thermoélastique ponctuelle dans l'aluminium.....	113
Annexe 1B:	Principe de fonctionnement de la sonde <i>Ultra-Optec OP-035 I/O</i>.....	115
Annexe 2A:	Développement de l'équation de propagation en coordonnées cylindriques.....	120
Annexe 3A:	Déplacements expérimentaux en fonction de la taille de la tache laser.....	123
Annexe 3B	Déplacements expérimentaux et calculés en fonction de la pénétration optique en régime 1-d.....	126
Annexe 3C	Déplacements expérimentaux et calculés en fonction de la pénétration optique en régime 2-d.....	131

INTRODUCTION

Les techniques classiques de contrôle non-destructif par ultrasons sont basées sur le principe de la piézo-électricité. Sous l'effet d'une excitation électrique, un matériau piézo-électrique peut émettre des ondes acoustiques qui peuvent être ensuite engendrées dans un milieu matériel moyennant un couplant. Actuellement ces techniques sont bien établies et continuent d'être utilisées dans la plupart des applications liées à l'évaluation non-destructive des matériaux. Cependant, elles présentent d'importantes limitations, citons entre autres: la nécessité d'un couplage et une largeur de bande en émission et en réception limitée¹. Depuis qu'on a mis en évidence la possibilité d'engendrer des ultrasons par impact laser, une nouvelle technique de contrôle non-destructif par ultrasons qu'on nomme "laser-ultrasons" a émergé. A l'heure actuelle, on peut donc engendrer et détecter des ondes ultrasonores par voie optique. Grâce au progrès technologique cette technique résout la majorité des problèmes rencontrés avec les techniques piézo-électriques. Mais jusqu'à ce jour, le coût d'un système de génération et de détection optique d'ultrasons, reste supérieur à celui d'un système piézo-électrique. Les développements de l'électronique depuis les années soixante dix ont considérablement amélioré les performances des systèmes piézo-électriques de contrôle non-destructif. Les progrès actuels et futurs dans le domaine de l'optique auront certainement les mêmes effets bénéfiques sur la technique "laser-ultrasons". Une des manifestations de cette analogie est observée dans les dispositifs de focalisation du faisceau ultrasonore. Dans le cas des

systèmes piézo-électriques des lignes à retard électroniques sont utilisées pour exciter les éléments de barrettes piézo-électriques, comme par exemple celles utilisées dans les échographes médicaux, afin de diriger le faisceau ultrasonore dans une direction donnée. En "laser-ultrasons", un réseau de fibres optiques de longueurs différentes permet d'engendrer des sources thermoélastiques décalées dans le temps et en choisissant les retards adéquats, on peut focaliser l'énergie acoustique dans une direction donnée. L'amélioration des performances des lasers constitue sur le plan technologique un autre apport intéressant pour cette technique "laser-ultrasons". Par exemple, les caractéristiques de la source laser constituent sur le plan pratique des paramètres importants pour optimiser la génération d'ultrasons par laser. Le troisième aspect qui augmenterait les possibilités d'émergence de cette technique réside dans les solutions qu'elle apporte vis à vis des besoins industriels dans le domaine de l'évaluation non-destructive des matériaux. Depuis quelques années, on note un intérêt grandissant pour l'utilisation de nouveaux matériaux tels-que les céramiques, les polymères et composites à matrice polymérique dans diverses activités industrielles (automobile, aéronautique, aérospatial...). Ces matériaux présentent des propriétés physiques de plus en plus complexes. La qualité et la fiabilité du matériau sont souvent liées à la possibilité d'évaluation de ses propriétés pendant et après sa fabrication. Dans ce contexte, la technique "laser-ultrasons" se positionne très bien parmi les techniques non-destructives. Ces matériaux sont considérés du point de vue thermique comme des matériaux non-conducteurs. Dans ce cas le mécanisme de génération d'ondes acoustiques par laser est lié à l'absorption optique. Par conséquent l'établissement d'une relation quantitative entre l'absorption optique et une

caractéristique du signal ultrasonore engendré permettrait d'évaluer les propriétés optiques du matériau par cette technique "laser-ultrasons".

L'objectif principal de ce travail, consiste à développer des procédures non-destructives fiables qui permettent de déterminer les propriétés optiques et mécaniques d'un matériau non-conducteur à partir de signaux ultrasonores engendrés dans celui-ci par impact laser. Le matériau est considéré isotrope des points de vue optique et mécanique et d'épaisseur finie. Le laser de génération est un Nd:YAG impulsionnel avec un profil surfacique considéré comme étant gaussien. Les signaux ultrasonores sont détectés à l'épicentre de la face arrière de l'échantillon par voie optique.

Pour pouvoir atteindre cet objectif, il est nécessaire d'établir des relations quantitatives entre les caractéristiques des signaux observés, les propriétés physiques du matériau et les paramètres liés à la source laser (longueur d'onde, durée d'impulsion et étalement surfacique de la tache laser). Ce qui nous met d'emblée devant la nécessité de mener une analyse quantitative des effets des "paramètres-source" sur les différentes caractéristiques des signaux ultrasonores engendrés. Cette analyse va permettre tout d'abord d'assigner à chaque paramètre son effet propre sur les différentes caractéristiques du signal ultrasonore. Puis de tenir compte de cet effet dans l'établissement des corrélations quantitatives entre la propriété (optique ou mécanique) recherchée et la caractéristique du signal ultrasonore correspondante.

Concernant l'organisation de ce mémoire, après une revue sommaire des principes physiques de la génération thermoélastique et de la détection optique d'ondes acoustiques dans les solides ainsi que des principaux travaux dans le domaine, on présentera au

chapitre 2, un modèle bidimensionnel de génération d'ultrasons par laser dans un matériau non-conducteur. Au chapitre 3, seront présentés les démarches et les résultats de l'analyse des effets des "paramètres-source" sur les caractéristiques du signal ultrasonore engendré à l'épicentre de la face arrière de l'échantillon. Au chapitre 4, on proposera des méthodes de caractérisations optique et mécanique basées sur les résultats du chapitre 3. En conclusion, on rappellera les principaux résultats tout en mettant en relief les aspects pertinents et les perspectives envisageables pour améliorer et compléter ce travail.

CHAPITRE I

GÉNÉRATION THERMOÉLASTIQUE ET DÉTECTION OPTIQUE D'ONDES ACOUSTIQUES DANS LES SOLIDES

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, on décrira brièvement le mécanisme de génération thermoélastique en mettant l'accent sur les principaux phénomènes physiques qui y interviennent. Puis, on rappellera les principaux travaux ayant contribué à l'avancement des connaissances dans le domaine.

On traitera ensuite les cas de génération dans les matériaux métalliques et non-métalliques. On terminera enfin par une revue sommaire de l'état d'avancement des techniques optiques de détection d'ultrasons.

2.2 Génération thermoélastique d'ondes acoustiques dans les solides

2.2.1 Principes physiques

L'échauffement de la surface d'un solide engendre par effet de dilatation thermique des champs de déformation et de contrainte. Ces derniers agissent comme une source d'ondes élastiques dans le solide. Des ondes de volume (longitudinale et transversale) et de surface peuvent être générées.

Une façon de chauffer la surface d'un solide consiste à l'irradier avec un faisceau lumineux. Lors de l'interaction des ondes électromagnétiques avec la surface du solide, une partie de l'énergie optique incidente est absorbée par différents mécanismes en fonction de la nature du milieu (conducteur, semi-conducteur ou isolant) et de la longueur d'onde de l'irradiation. Les sources laser offrent la possibilité de travailler dans une large gamme du spectre électromagnétique et avec des densités de puissance variables. A des densités surfaciques de puissance élevées une mince couche du matériau est vaporisée et crée un plasma en surface (figure 1.1). Par conservation de la quantité de mouvement, une force de recul constituant la source ultrasonore est générée. C'est le régime d'ablation .

Par son aspect non destructif le régime thermoélastique (faibles densités de puissance) présente plus d'intérêt pour l'évaluation non-destructive des matériaux. Rappelons que dans le cadre de ce mémoire, on se limitera à la génération en régime thermoélastique.

2.2.2 Principaux résultats et avancement des connaissances

Les premiers travaux sur la génération thermoélastique d'ondes acoustiques dans les solides remontent aux débuts des années soixante. En 1963, R.M.White² développe un modèle unidimensionnel de génération thermoélastique et met ainsi en évidence la génération d'ondes acoustiques associée à l'effet de dilatation thermique. Durant les deux décennies soixante et soixante-dix, des travaux théoriques et expérimentaux^{3,4,5} ont

fait progresser les connaissances dans le domaine de la génération d'ultrasons par une source thermoélastique. Ainsi, la possibilité d'engendrer des ondes de volume et de surface a été confirmée durant cette période qu'on peut nommer, la période exploratoire. Il faut attendre 1980, pour qu'un système de génération et de détection d'ultrasons complètement optique soit développé par Calder et Wilcox⁶. Durant les débuts des années quatre-vingt, C.B. Scruby et al⁷ se sont penchés sur la génération dans les métaux.

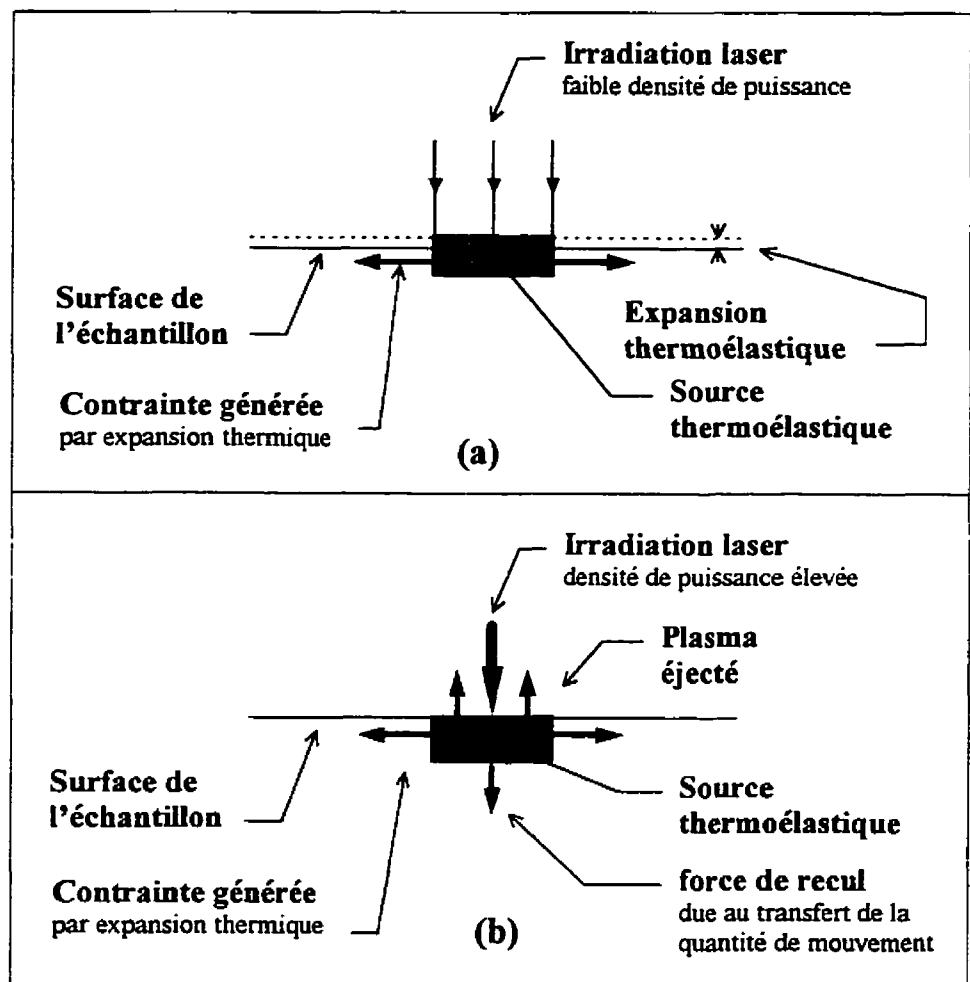


Figure 1.1: Illustration des deux régimes de génération
(a): régime thermoélastique, (b): régime d'ablation

Ils mettent en évidence le phénomène d'autofocalisation des ondes longitudinales et transversales engendrées par laser dans l'aluminium^{8,9}. En 1982, cette même équipe résout le problème du précurseur (déplacement longitudinal observé dans les expériences). Ils considèrent dans leur modèle un effet de pénétration de la source thermoélastique dans l'aluminium qu'ils attribuent à la diffusion thermique. De plus, ils démontrent qu'en régime thermoélastique, l'amplitude des déplacements générés est liée à l'énergie de l'impulsion laser. Dans les années qui ont suivi, des travaux ayant tenu compte de la profondeur de pénétration optique dans le matériau sont publiés et associent le précurseur à cette pénétration^{10,11}. En 1985, Cielo et al¹², montrent expérimentalement qu'on peut augmenter la proportion de signal recueilli en modifiant la répartition surfacique de l'irradiation. Progressivement, des études théoriques telles que celles de Wetsel¹¹, McDonald¹³ et Dubois^{14,15} ont abouti à des modèles qui permettent de prendre en considération différents phénomènes physiques entre autres la diffusion et la propagation thermiques, la pénétration optique et l'anisotropie du matériau. La modification des caractéristiques de la source (répartition surfacique de l'irradiation et durée de l'impulsion) est possible dans certains de ces modèles. Depuis 1990, les travaux publiés dans le domaine de la génération d'ultrasons par laser portent un intérêt grandissant pour les nouveaux matériaux industriels tels que les céramiques, les polymères et les composites. En 1994, Dubois et al¹⁵ étudient la génération d'ultrasons par laser dans les composites graphite-époxy et proposent un modèle de génération

bicouche (une couche ayant les propriétés des fibres de graphite et l'autre celles de l'époxy). Leurs résultats étaient en bon accord avec leurs expérimentations.

La mise en oeuvre de systèmes de focalisation par fibres optiques comme celui proposé par Noroy et al.¹⁶ a permis de contrôler la directivité des ondes élastiques engendrées. Ce qui a eu un impact direct sur la détection et la caractérisation de défauts notamment dans les matériaux composites. L'utilisation d'un laser CO₂^{17,18} permet une meilleure génération dans les métaux. Les exigences actuelles dans le domaine du contrôle non-destructif font que les travaux de recherche s'orientent de plus en plus du côté des possibilités qu'offre la technique "laser-ultrasons" par rapport aux besoins industriels plutôt que du côté de la recherche fondamentale.

1.2.3 Génération thermoélastique dans les matériaux métalliques

Les premiers travaux expérimentaux de génération d'ultrasons par laser ont été réalisés sur des métaux^{7,8}. Dans l'infrarouge, les métaux ont une réflectivité élevée¹ (à 1064 nm, 0.93 pour l'aluminium et 0.63 pour l'acier d'après Kaye et Laby (1973)). Par contre les longueurs d'onde situées dans le visible et l'ultraviolet sont mieux absorbées, ce qui améliore l'efficacité de génération d'ondes élastiques.

Un autre facteur intervenant dans la génération thermoélastique dans les métaux est la longueur de diffusion thermique définie par:

$$\Lambda_d = (\kappa / \pi \cdot f)^{1/2} \quad (1,1)$$

κ étant la diffusivité thermique et f la fréquence de modulation de l'irradiation.

Les diffusivités caractéristiques des métaux sont de l'ordre de $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. On constate que pour les fréquences ultrasonores (fréquences de l'ordre du Mhz), la longueur de diffusion thermique est donc de l'ordre du micron. Quant à la profondeur de pénétration optique, elle est de l'ordre du nanomètre (à la longueur d'onde du Nd:YAG). Ceci montre que la source thermoélastique est localisée en surface dans le cas des métaux. Hutchins et al⁸ ont mesuré expérimentalement la directivité de l'onde longitudinale dans un échantillon d'aluminium. Ils obtiennent un maximum d'amplitude à environ 60° . Leurs résultats étaient en très bon accord avec leur théorie. En 1985, Couper (référé par Hutchins¹⁹) utilise un transducteur piézo-électrique polarisé transversalement pour mesurer un maximum de l'onde transversale engendrée par laser à environ 30° , ce qui est en raisonnablement bon accord avec les résultats théoriques de Hutchins¹⁹ et de Scuby et al²⁰. Des tracés des diagrammes de directivité des ondes longitudinale et transversale sont reportés à l'annexe 1A.

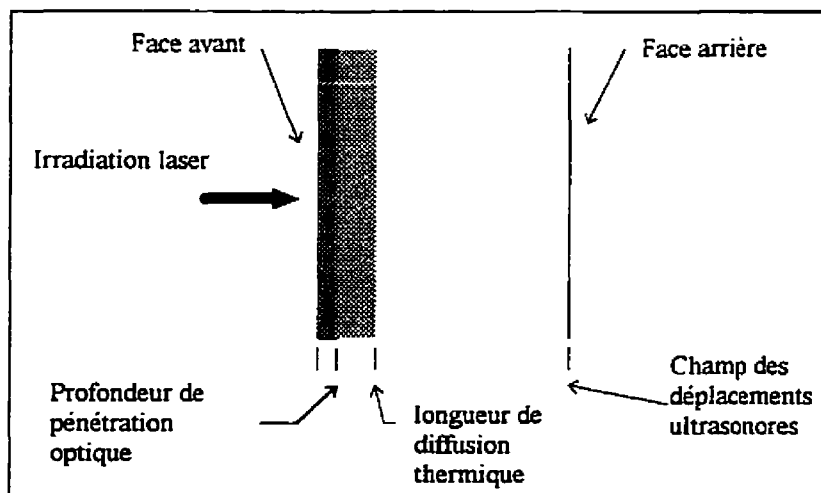


Figure 1.2: Schéma de principe de la génération dans les métaux.

1.2.4 Génération dans les matériaux non-métalliques

Depuis la fin des années 80, les travaux publiés dans le domaine de la génération des ultrasons par laser ont porté sur des matériaux non-métalliques comme les plastiques, les céramiques et les composites à matrice polymérique ou métallique^{10,11,21,22}. Pour ces matériaux, la génération est dictée par la pénétration optique (inverse du coefficient d'absorption optique). Les phénomènes de diffusion et de propagation thermiques sont généralement négligeables^{23,24}. Contrairement aux métaux, la source thermoélastique est souvent enfouie dans le matériau. Cette profondeur d'enfouissement dépend de la longueur d'onde de l'irradiation. Par exemple, à la longueur d'onde du Nd:YAG (1.064 μm), elle est de quelques centaines de microns dans le cas de verres (verres schott BG-18, KG-3, NG-9) et de céramiques opaques (ZnO), elle peut atteindre le millimètre dans les semi-conducteurs et le centimètre dans certains polymères comme le polystyrène.

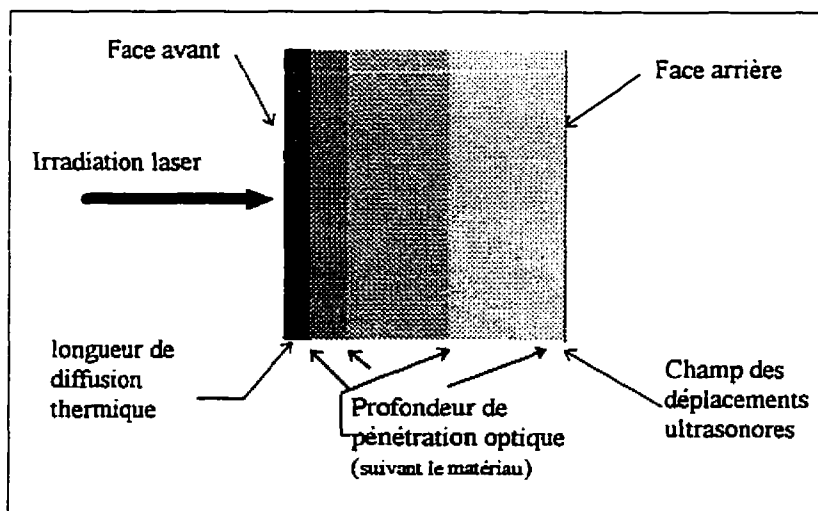


Figure 1.3: Schéma de principe de la génération dans les non-métaux.

Très peu de travaux ont évalué quantitativement l'effet de la pénétration optique sur les déplacements mécaniques engendrés. En 1994, Dubois²⁵ utilise des échantillons de verre ayant des propriétés mécaniques et thermiques identiques et des profondeurs de pénétration optique différentes (100, 250, 300 et 500 microns) et montre que la profondeur de pénétration optique a un effet de focalisation de l'onde longitudinale vers l'épicentre. Il constate aussi que l'amplitude de l'onde longitudinale augmente au détriment de celle de l'onde transversale.

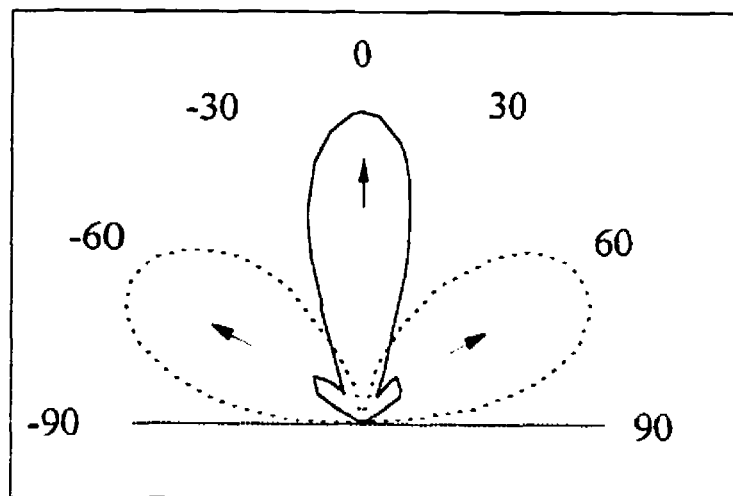


Figure 1.4: Schéma de principe montrant l'effet de la pénétration optique sur la directivité de l'onde longitudinale. La courbe en pointillés correspond à une pénétration optique nulle et la courbe pleine à une pénétration optique importante.

En 1993, Corbel et al²⁶ mettent en évidence le phénomène d'autofocalisation des ondes quasi-longitudinale et quasi-transversale dans un composite graphite-époxy qu'ils attribuent à l'anisotropie du matériau. Dubois et al¹⁴ ont proposé un modèle analytique

1-d qui permet de relier quantitativement la profondeur de pénétration optique à la largeur à mi-hauteur du précurseur. Enguehard²⁷ a appliqué ce modèle pour caractériser optiquement une céramique et plus récemment²⁸ a proposé une technique de déconvolution pour optimiser la détermination du coefficient d'absorption optique d'un échantillon de verre NG 9. Dans le chapitre 3, on reviendra plus en détail sur les effets de la pénétration optique sur les caractéristiques des déplacements mécaniques engendrés.

1.2.5. Déplacements typiques engendrés en régime thermoélastique

Dans le cas d'une irradiation de taille finie et en régime thermoélastique, les déplacements détectés à la face arrière d'une plaque sont de deux types: les déplacements normaux (out-of plane) à la surface et les déplacements parallèles (in-plane) à la surface. A l'épicentre, les déplacements in-plane sont nuls (Figure 1.5).

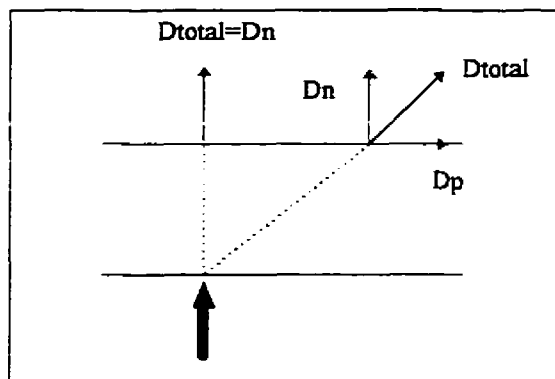


Figure 1.5: Types de déplacements engendrés à l'épicentre et hors-épicentre.

Les formes typiques des déplacements à l'épicentre et hors-épicentre sont représentées sur les figures 1.6 et 1.7.

Les déplacements longitudinal et transversal sont respectivement associés aux arrivées des ondes longitudinale et transversale. Le déplacement longitudinal initial (P), appelé communément le précurseur, est attribué à l'effet de diffusion thermique pour les métaux¹ et à la pénétration optique pour les non-métaux^{10,11}. La dépression ((L) déplacement négatif) correspond à l'onde longitudinale directe. Cette petite dépression est suivie par une plus importante nommée le "wash". A l'heure actuelle ce phénomène n'est pas encore bien expliqué. Le "wash" est limité par l'arrivée de l'onde transversale. Les déplacements qu'on peut observer après l'arrivée de l'onde transversale (non représentés sur les figures 1.6 et 1.7) correspondent aux ondes ultrasonores engendrées par réflexion acoustique et conversion de mode (3L,3S,2LS...) aux interfaces.

1.3 Détection optique d'ultrasons engendrés par laser

Un système de détection optique d'ultrasons permet d'une part de s'affranchir du problème de couplage rencontré avec les techniques piézo-électriques et d'autre part d'effectuer des mesures à distance. Les plus importantes caractéristiques d'un système optique de détection d'ultrasons sont: la bande passante, la sensibilité et la possibilité de détecter des déplacements normaux et dans le plan. D'autres critères tels que la possibilité d'application dans des situations particulières (conditions industrielles, surfaces diffusantes...) peuvent être considérés. C'est en 1965 que Baker et Hollenbach²⁹ ont développé le premier système optique (basé sur un interféromètre de Michelson) pour mesurer des déplacements ultrasonores.

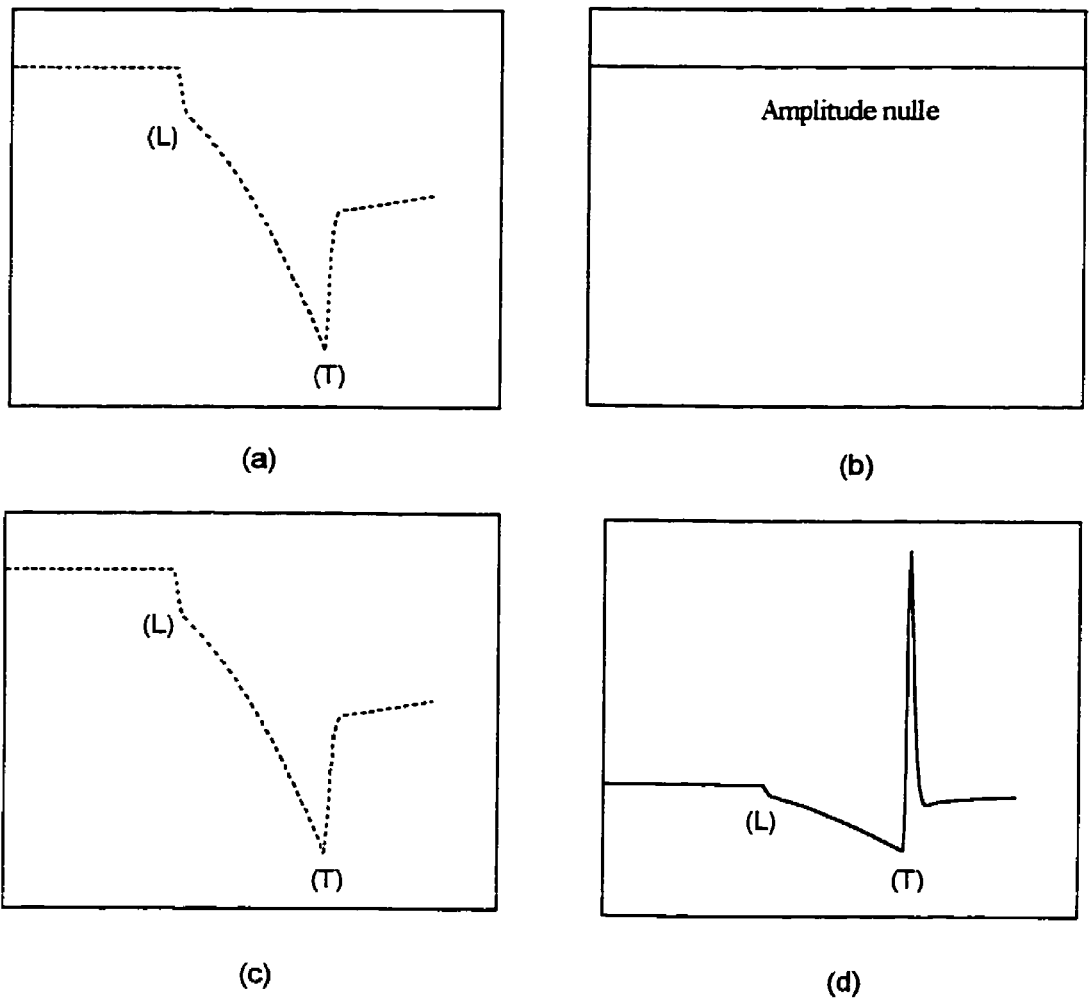


Figure 1.6: Courbes typiques de déplacements engendrés dans un matériau métallique à l'épicentre (a et b) et hors épicentre (c et d).

----- déplacement normal à la surface

—— déplacement parallèle à la surface

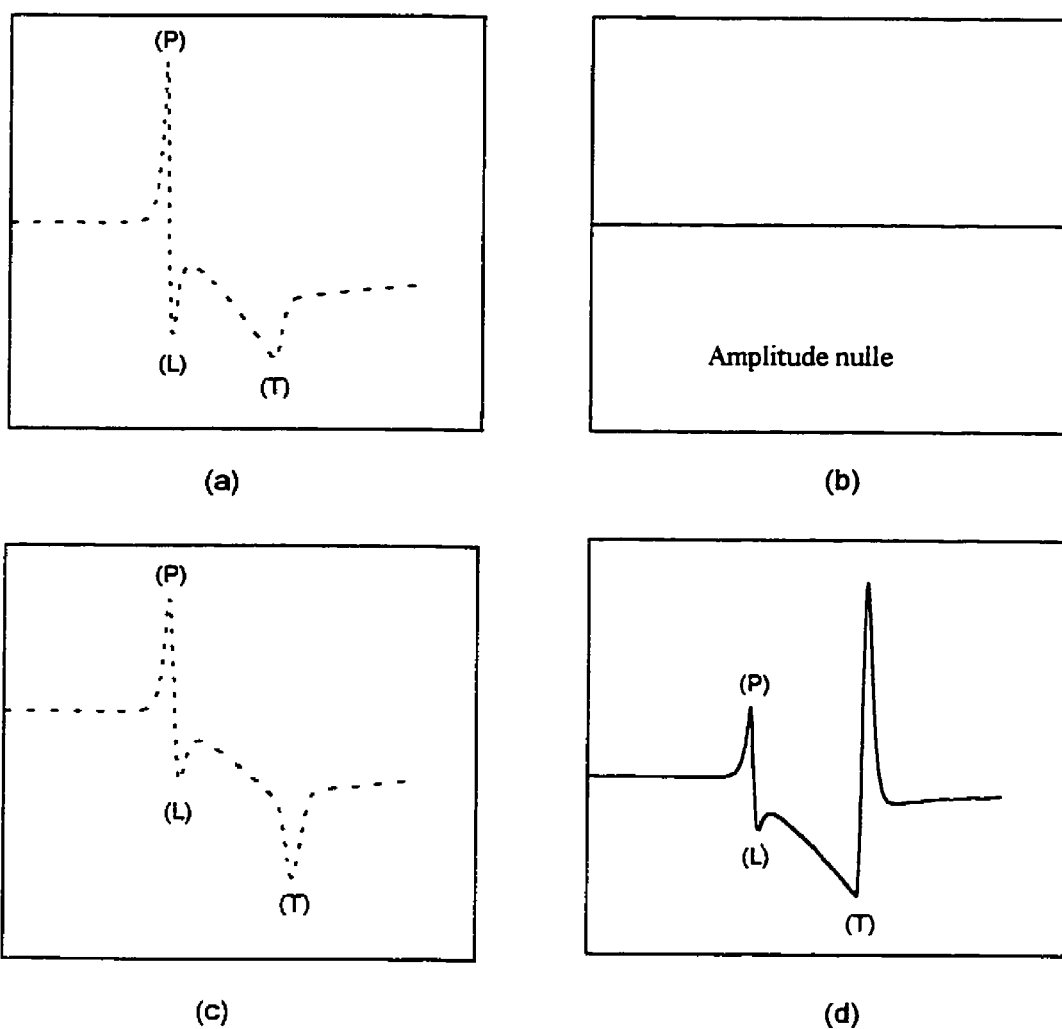


Figure 1.7: Courbes typiques de déplacements engendrés dans un matériau non-métallique à l'épicentre (a et b) et hors épicentre (c et d).

----- déplacement normal à la surface

—— déplacement parallèle à la surface

Monchalin³⁰ publie en 1986 une revue des différentes techniques optiques de détection d'ultrasons. Il conclut dans son article que suivant les conditions d'application une technique peut s'avérer meilleure qu'une autre. Ainsi, toujours selon Monchalin, la technique du coin de couteau (knife-edge) est conseillée pour des applications en laboratoire sur des échantillons polis, l'interférométrie hétérodyne pour les applications en laboratoire sur des échantillons diffusants et les dispositifs interférométriques basés sur un Fabry-Pérot confocal pour les applications industrielles. Pour nos expériences, on a utilisé une sonde optique large bande du type *Ultra-Optec OP-35 I/O*. Ses caractéristiques et son principe de fonctionnement sont présentés dans l'annexe 1B.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a montré que dans le cas des métaux, la source thermoélastique est en surface et la génération est dictée par la conduction thermique. Pour les matériaux non-métalliques, la longueur de diffusion thermique est négligeable devant la profondeur de pénétration optique. Selon le matériau cette dernière peut varier de quelques centaines de microns à quelques centimètres. La source thermoélastique n'est plus en surface mais enfouie dans le matériau. Le mécanisme de génération est dicté par l'absorption optique.

Dans le chapitre suivant, on décrira un modèle bidimensionnel de génération thermoélastique dans un matériau non-métallique.

CHAPITRE II

MODÈLE BIDIMENSIONNEL DE GÉNÉRATION D'ULTRASONS PAR LASER DANS UN MATÉRIAU NON-MÉTALLIQUE

2.1. Introduction

Nous avons montré au chapitre précédent que lors de la génération d'ultrasons par impact laser dans les matériaux non-métalliques, l'échauffement n'est plus considéré en surface, la source thermoélastique est enfouie dans le volume du matériau, les phénomènes de diffusion et de propagation thermiques sont négligeables et le mécanisme de génération est dicté par la pénétration optique.

Les premiers modèles de génération ayant tenu compte de la pénétration optique étaient généralement unidimensionnels.^{10,11} Les modèles plus complexes tels que les modèles bidimensionnels et tridimensionnels permettent de prendre en compte plus de paramètres liés aux propriétés du matériau et aux caractéristiques de la source, mais ils ne sont pas toujours adéquats pour les études de sensibilité. En effet les calculs numériques peuvent être fastidieux, impliquant des temps de calcul des déplacements ultrasonores très longs et révèlent difficilement l'origine physique des subtilités qui peuvent être observées dans les signaux ultrasonores.

Un modèle intermédiaire ayant recours à des hypothèses simplificatrices devrait décrire avec une bonne précision les déplacements mécaniques engendrés par laser tout en

permettant une "visualisation physique" des phénomènes mis en jeu. Ce genre de modèle constituerait par conséquent un outil intéressant pour des études paramétriques en "Laser-ultrasons".

Depuis quelques années, le laboratoire "Laser-ultrasons" de l'École Polytechnique de Montréal s'est spécialisé entre autres dans le domaine de la modélisation de la génération d'ultrasons par laser. Quatre modèles ont été développés, le premier est un modèle tridimensionnel dont la résolution est quasiment numérique: il permet de prendre en considération la diffusion thermique, la profondeur de pénétration optique et l'anisotropie du matériau (la symétrie maximale est hexagonale). De plus, les caractéristiques de la source peuvent être modifiées (profil de la tache, répartition surfacique de l'irradiation, durée de l'impulsion et mode de fonctionnement du laser: monomode ou multimode). On peut dire que ce modèle est assez complet du point de vue conceptuel mais présente des inconvénients qui peuvent être parfois gênants. Citons entre autres, le long temps de calcul et la difficulté de lier les variations des caractéristiques des signaux observés aux paramètres de simulation. Le second modèle est le modèle bidimensionnel, ce modèle a été développé en collaboration avec l'École Centrale de Paris. Le recours à des hypothèses simplificatrices (la diffusion thermique est négligée, la répartition spatiale est gaussienne et le développement théorique a été poussé le plus loin possible) a rendu sa construction simple. Par conséquent la résolution numérique est moins complexe et moins longue: les temps de calcul sont alors considérablement réduits par rapport au modèle 3-d et les modes de fonctionnement et d'utilisation simplifiés. L'adimensionnement des paramètres de simulation et des déplacements calculés offre un

caractère plus général aux résultats. Notons aussi que ce modèle offre la possibilité de travailler en régime 1-d en choisissant la valeur adéquate du paramètre lié à l'étendue de la tache laser. Le troisième modèle est un modèle unidimensionnel de génération dans un matériau thermiquement non-conducteur. Par sa construction complètement analytique ce modèle est très adéquat pour des études en régimes 1-d.

Enfin un modèle " bicouche" a été développé afin d'étudier la génération contrainte (génération dans un échantillon composé de deux couches dont les propriétés physiques peuvent être différentes). Ce modèle fonctionne dans les deux régimes: 1-d et 2-d. Il devrait en principe être évolutif vers un modèle multicouches qui serait très adéquat pour des études de génération d'ultrasons par laser dans les matériaux composites à plis multiples (graphite epoxy par exemple).

Notons que dans tous ces modèles l'effet de la viscosité n'est pas considéré. Pour sa facilité d'utilisation et sa rapidité, le modèle 2-d s'est avéré le plus adéquat pour les études paramétriques qu'on voulait mener. Ce modèle est basé sur un développement analytique de l'équation de propagation des ondes acoustiques couplée avec l'équation de la chaleur, en coordonnées cylindriques. Les déplacements sont exprimés dans les espaces de Hankel et de Laplace. Une inversion numérique est utilisée pour remonter aux déplacements dans l'espace réel.

Dans ce chapitre, on présentera de façon concise, l'ensemble des hypothèses et des développements théoriques qui sont à la base de la construction du modèle 2-d, puis, on procèdera à la validation expérimentale des résultats calculés, obtenus sur un

échantillon de verre Schott BG-18. On conclura enfin, par un bref rappel des principaux avantages de ce modèle.

2.2 Hypothèses et développement théorique

2.2.1 Hypothèses

2.2.1.1 Échantillon

✓ Le matériau considéré est:

- homogène et transversalement isotrope du point de vue thermomécanique. Il est supposé que ses propriétés sont stables avec les variations de la température durant l'expérience.

- non-métallique: c'est-à-dire que la longueur de diffusion thermique est négligeable devant la profondeur de pénétration optique. Les verres, les céramiques, les plastiques et les composites à matrice polymérique rentrent dans cette catégorie.

- sous forme de plaque d'épaisseur finie à faces parallèles et perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ses dimensions latérales sont suffisamment grandes devant son épaisseur pour que les contributions provenant des parois soient considérées comme négligeables.

- l'échantillon est coupé de telle sorte que l'axe de symétrie de révolution pour ses propriétés thermomécaniques corresponde à la normale à ses surfaces.

✓ Les contraintes sont nulles sur les deux faces de la plaque. Un milieu de contact tel que l'air assure que cette condition est bien remplie.

✓ Le chauffage de l'échantillon est adiabatique.

2.2.1.2 Source

✓ On se place dans le cas d'une génération thermoélastique (la densité surfacique de puissance déposée sur la surface de l'échantillon ne dépasse pas son seuil de dommage).

✓ Le profil temporel de la source est impulsionnel du type déclenché (Q-switched), il est représenté par l'expression approchée:

$$f(t) = t/\tau^2 \exp(-t/\tau) \quad (2.1)$$

où τ est le temps de montée de l'impulsion. Notons que la largeur à mi-hauteur vaut

(2.45). τ .

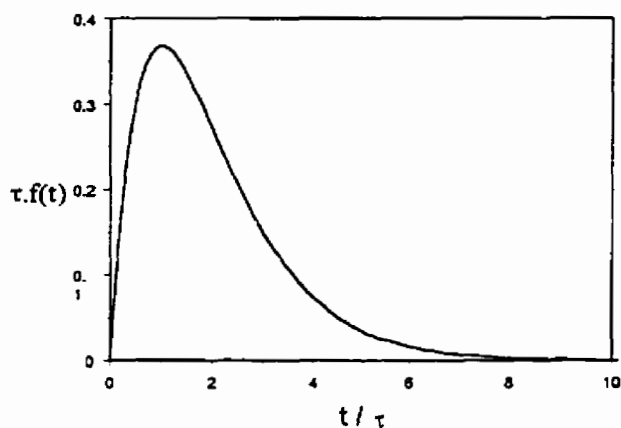


Figure2.1: Profil temporel de l'impulsion laser

✓ Le profil surfacique de l'irradiation laser est supposé gaussien autour de l'axe du faisceau.

2.2.2 Développement théorique

Le champ de déformation total induit lors d'une expérience laser-ultrasons est exprimé par:

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \cdot \sigma_{kl} + \alpha_{ij} \cdot \Delta T \quad (2.2)$$

$S_{ijkl} \cdot \sigma_{kl}$ est la composante mécanique, S_{ijkl} est le tenseur de souplesse et σ_{kl} le tenseur des contraintes.

$\alpha_{ij} \cdot \Delta T$ est la composante d'origine thermique, α_{ij} est le tenseur de dilatation thermique et ΔT le champ d'échauffement.

Le tenseur de contrainte correspondant est obtenu par inversion de la relation (2.2):

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} - \lambda_{ij} \cdot \Delta T \quad (2.3)$$

C_{ijkl} est le tenseur de rigidité et $\lambda_{ij} = C_{ijkl} \cdot \alpha_{kl}$ est un tenseur de rang 2 qu'on peut nommer le tenseur de rigidité-dilatation.

Dans le cas d'un matériau transversalement isotrope, le tenseur de rigidité est identique à celui d'un cristal de symétrie hexagonale défini par (en représentation indicelle contractée):

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

avec:

$$C_{66} = (C_{11} - C_{12}) / 2 \quad (2.5)$$

Son tenseur de dilatation thermique est:

$$\alpha_i = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_1 \\ \alpha_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Le tenseur de rigidité-dilatation est déduit à partir des expressions (2.4), (2.5) et (2.6) :

$$\lambda_i = \begin{bmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_1 \\ \lambda_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

avec $\lambda_1 = (C_{11} + C_{12}) \alpha_1 + C_{13} \alpha_3$

$$\lambda_3 = 2 C_{13} \alpha_1 + C_{33} \alpha_3$$

L'équation de propagation des ondes acoustiques découlant de la relation fondamentale de la dynamique s'écrit:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

Du fait de la symétrie du problème, il est judicieux de travailler en coordonnées cylindriques car dans ce système (r, θ, z) , $u_\theta = 0$ et $(\partial/\partial\theta) = 0$

Le développement de l'équation (2.8) en coordonnées cylindriques (Voir annexe 2A) aboutit au système d'équations suivant:

$$\left[\begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = C_{11} \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right) + C_{44} \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + (C_{13} + C_{44}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} - \lambda_r \frac{\partial(\Delta T)}{\partial r} \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = C_{44} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + C_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (C_{13} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) - \lambda_z \frac{\partial(\Delta T)}{\partial z} \end{array} \right] \quad (2.9)$$

où $\lambda_r = \lambda_1$ et $\lambda_z = \lambda_3$

L'élévation de température est régie par l'équation de la diffusion de la chaleur:

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot ([k] \cdot \nabla T) + \beta(1-R)E_i g(x,y) f(t) e^{-\beta z} \quad (2.10)$$

ρ est la masse volumique, C_v la chaleur massique à volume constant, $[k]$ est le tenseur de conductivité thermique, β le coefficient d'absorption optique, R le coefficient de réflexion, E_i l'énergie incidente, $g(x,y)$ est une fonction représentant la répartition surfacique de l'irradiation et $f(t)$ est une fonction représentant le profil temporel de l'impulsion.

Les fonctions $g(x,y)$ et $f(t)$ sont normalisées comme suit:

$$\iint_{R'} g ds = 1 \quad \text{et} \quad \int_0^\infty f dt = 1$$

Le terme $\beta(1-R)E_i g(x,y)f(t)e^{-\beta z}$ correspond à la source volumique de puissance thermique reliée à l'absorption optique.

En négligeant la diffusion thermique et avec une répartition surfacique gaussienne de l'irradiation, le champ d'élévation de température est donné par:

$$\Delta T(r, z, t) = \frac{2\beta(1-R)E_i}{\rho C_p \pi \sigma^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\sigma^2}\right) \exp(-\beta z) H(t) \quad (2.11)$$

où σ est le rayon gaussien à $1/e^2$ du profil surfacique et $H(t)$ est une fonction reliée au profil temporel normalisé de l'impulsion, définie par:

$$H(t) = \int_0^t f(t') dt' \quad (2.12)$$

Il s'agit donc de résoudre le système d'équation (2.9) avec le champ d'élévation de température donné par l'équation (2.11). La complexité des équations du système (2.9) oblige l'utilisation des transformées de Hankel et de Laplace. On peut résumer la résolution du système d'équations (2.9) par les étapes suivantes:

- écrire le système (2.9) dans les espaces de Hankel-Laplace en utilisant des variables adimensionnées,
- résoudre le nouveau système dans les espaces de Hankel-Laplace,
- appliquer des inversions numériques de Hankel et de Laplace pour remonter aux déplacements réels.

Ce travail n'étant pas centré sur la construction du modèle, on a préféré ne pas s'étendre sur les détails des résolutions analytique et numérique. Cependant, on peut consulter la référence [31] pour plus d'informations.

2.2.3 Résolution numérique

La résolution analytique du système d'équations (2.9) permet d'obtenir les déplacements u_r et u_z dans les espaces de Hankel et de Laplace (rappelons que r et z sont respectivement l'axe radial et l'axe normal du repère en coordonnées cylindriques). Pour remonter aux déplacements réels, les expressions analytiques sont inversées numériquement. Cette inversion se fait en trois étapes:

- L'échantillonnage sur chacune des variables s (variable de Laplace) et ξ (variable de Hankel) des expressions des transformées de Hankel-Laplace de u_r et u_z .
- Transformation de Laplace inverse discrète (basée sur l'algorithme de la FFT).
- Transformations de Hankel inverses; d'ordre 0 pour le déplacement selon z et d'ordre 1 pour le déplacement selon r .

2.2.4 Adimensionnement

Après inversion numérique, on aboutit à un champ de déplacement vectoriel adimensionné $\vec{u}^*(r^*, z^*, t^*)$ relié aux déplacements réels comme suit:

$$\vec{u}(r, z, t) = U_0 \cdot \vec{u}^*(r^*, z^*, t^*)$$

où $U_0 = \frac{\alpha d \beta (1 - R) E_i}{2 \rho C_p \pi \sigma^2}$ est une constante d'adimensionnement ayant la dimension d'une distance.

d est l'épaisseur de l'échantillon. Le champ de déplacement adimensionné $\vec{u}^*$ est fonction de:

- trois paramètres adimensionnés d'espace et de temps:

$$r^* = r/\sigma, \quad z^* = z/d \quad \text{et} \quad t^* = t/(d/v_l)$$

où $V_l = \sqrt{C_{33}/\rho}$ est la vitesse de l'onde acoustique longitudinale dans la direction z .

- cinq paramètres sans dimension reliés aux propriétés mécaniques et thermomécaniques du matériau:

$$P_1 = C_{11}/C_{33}, \quad P_2 = C_{12}/C_{33}, \quad P_3 = C_{13}/C_{33}, \quad P_4 = C_{44}/C_{33} \quad \text{et} \quad P_5 = \alpha_r/\alpha_z$$

- trois paramètres sans dimension associés aux conditions expérimentales:

$P_6 = d/\sigma$, relié à la taille de l'irradiation,

$P_7 = \beta \cdot d$, relié à la pénétration optique,

$P_8 = \tau/(d/v_l)$, relié à la durée de l'impulsion.

Rappelons que σ est le rayon gaussien du profil surfacique à $1/e^2$, β le coefficient d'absorption optique et τ le temps de montée de l'impulsion.

2.2.5 Cas d'un matériau isotrope

Dans le cas d'un matériau isotrope, on a :

$$C_{11} = C_{33}, \quad C_{44} = C_{55}, \quad C_{12} = C_{13} = C_{11} - 2 \cdot C_{44}, \quad \alpha_z = \alpha_r$$

D'où les identités:

$$P_1 = 1, \quad P_2 = P_3 = 1 - 2 \cdot P_4, \quad \text{et} \quad P_5 = 1$$

Ceci réduit le nombre des paramètres adimensionnés P_i à quatre: P_4 , P_6 , P_7 , P_8 ,

ce qui permet de simplifier considérablement les développements analytiques et la résolution numérique, et par conséquent de réduire les temps de calcul.

2.3 Validation expérimentale du modèle

2.3.1 Échantillon

L'échantillon utilisé est une plaque de verre Schott BG-18 d'épaisseur 3 mm, mécaniquement et thermiquement isotrope. Les propriétés physiques données par le fabricant sont reportées ci-dessous.

Densité	$\rho = 2680 \text{ kg / m}^3$
Chaleur massique	$C_v = 700 \text{ J / kg K}$
Conductivité thermique	$\kappa = 0.94 \text{ W / m K}$
Coefficient de dilatation thermique	$\alpha = 8 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$
Temps caractéristique de propagation thermique	$\tau = 4.7 \cdot 10^{-14} \text{ s}$
Coefficient d'absorption optique à la longueur d'onde du laser Nd:YAG	$\beta = 9709 \text{ m}^{-1}$
Constantes élastiques	$C_{11} = 85 \text{ GPa}$ et $C_{66} = 30.2 \text{ GPa}$

Tableau 2.1 : Propriétés physiques du verre Schott BG18.

2.3.2 Configuration et conditions expérimentales

Le dispositif expérimental est décrit à la figure (2.2). Le laser de génération utilisé est le Nd:YAG. Ce laser est impulsionnel et a une longueur d'onde de $1.064 \mu\text{m}$. Dans notre expérience, il est utilisé en configuration monomode d'où profil surfacique gaussien comme dans le modèle. L'irradiation a une énergie de 31 mJ (mesurée expérimentalement) et le profil surfacique est une gaussienne de rayon 1.5 mm à $1/e^2$ (mesurée expérimentalement). L'impulsion enregistrée à l'aide de la photodiode de déclenchement a un temps de montée de 8 ns.

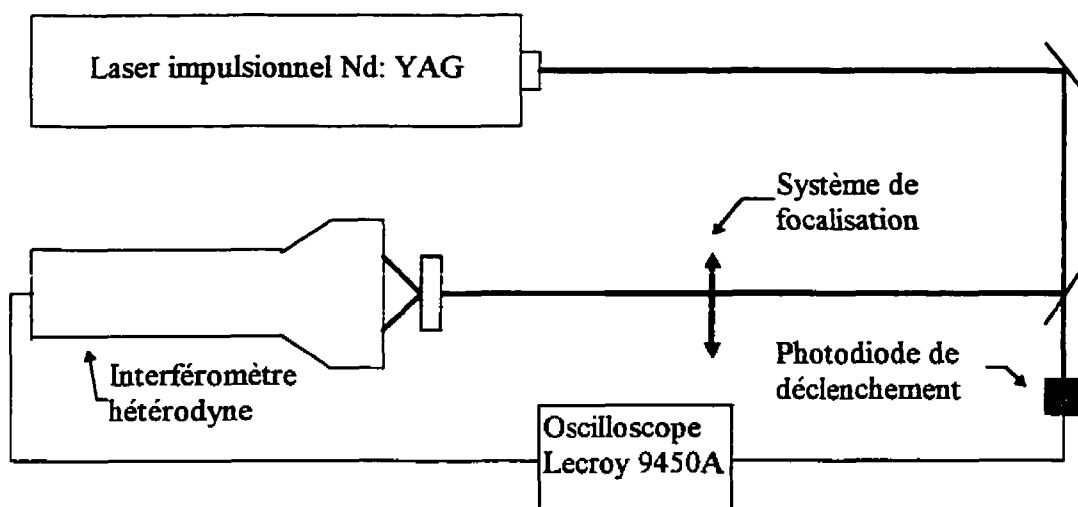


Figure 2.2: Montage expérimental

2.3.3 Résultats

Les valeurs des paramètres adimensionnés, déduites des conditions expérimentales, sont: $P_4 = 0.355$, $P_6 = 2$, $P_7 = 29.126$, $P_8 = 0.015$. Ces valeurs sont utilisées comme données du modèle pour simuler les conditions expérimentales. À partir de cette section l'arrivée de l'onde longitudinale sera identifiée par l'arrivée du maximum du précurseur. Les figures (2.3) et (2.4) représentent respectivement les déplacements normaux et parallèles à l'épicentre ($r = 0$), et les figures (2.5) et (2.6) représentent ces mêmes déplacements à 1mm de l'épicentre. Par souci de clarté des figures, les signaux simulés ont été décalés. De façon globale, les formes des signaux simulés sont très similaires à celles des signaux expérimentaux. Ainsi, nous pouvons aisément observer les arrivées des ondes acoustiques longitudinale (L) et transversale (S), leurs réflexions (3L,3S, 5L,5S...) et les ondes engendrées par conversion de mode aux interfaces (2LS, 2SL,...).

Pour les études paramétriques deux critères nous intéressent: les amplitudes des déplacements et les arrivées des fronts d'ondes acoustiques. Pour le premier critère, l'accord entre les déplacements expérimentaux et simulés n'est pas parfait. Ceci peut-être principalement dû à deux raisons: l'imprécision sur la constante d'adimensionnement pour remonter aux déplacements réels (section 2.2.4), et l'échantillonnage de 2.5 ns imposé par l'oscilloscope. Certaines valeurs du signal et particulièrement les extrema pourraient ne pas être enregistrés. Par contre, pour le second critère (échelle des temps), on observe un très bon accord entre l'expérience et la simulation. Les ondes longitudinales et transversales ainsi que leurs réflexions arrivent exactement aux mêmes instants pour les signaux expérimentaux et simulés.

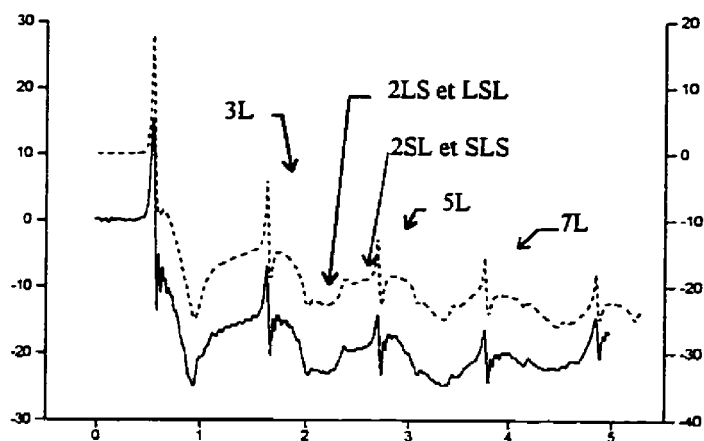


Figure 2.3: Comparaison entre le déplacement normal calculé (trait pointillé) et observé expérimentalement (trait continu), à l'épicentre.

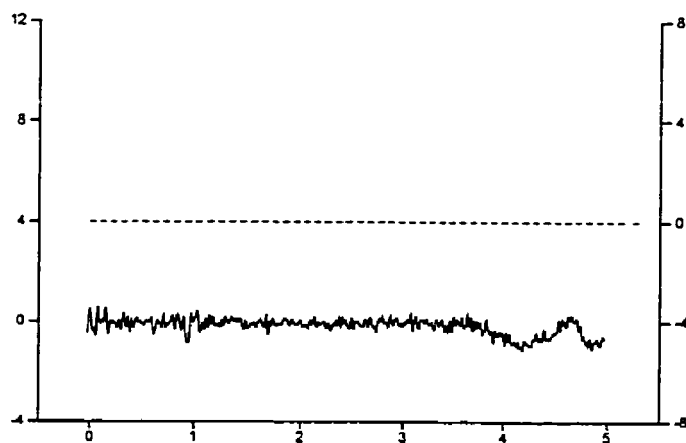


Figure 2.4: Comparaison entre le déplacement radial calculé (trait pointillé) et observé expérimentalement (trait continu), à l'épicentre.

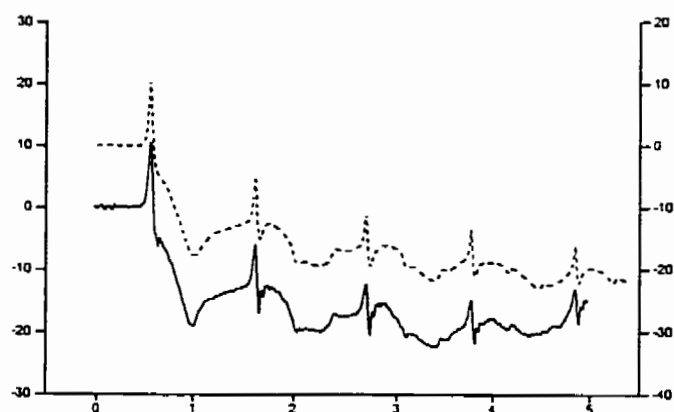


Figure 2.5: Comparaison entre le déplacement normal calculé (trait pointillé) et observé expérimentalement (trait continu), à 1 mm de l'épicentre.

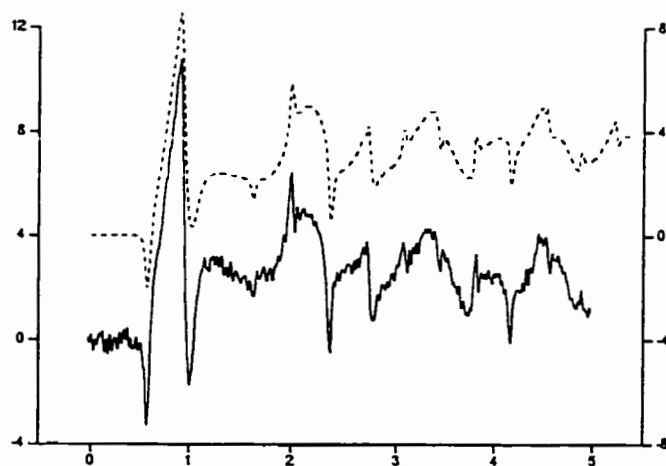


Figure 2.6: Comparaison entre le déplacement radial calculé (trait pointillé) et observé expérimentalement (trait continu), à 1 mm de l'épicentre.

2.4 Conclusion

On a décrit dans ce chapitre un modèle de calcul des déplacements mécaniques engendrés dans un matériau transversalement isotrope par une irradiation impulsionnelle de profil surfacique gaussien. De par ses hypothèses simplificatrices et sa construction quasi-analytique, ce modèle calcule des déplacements adimensionnés en des temps relativement faibles. Huit paramètres permettent de tenir compte des propriétés mécaniques et thermomécaniques du matériau ainsi que des caractéristiques de la source laser. L'accord avec l'expérience est globalement très satisfaisant. De ces faits, ce modèle s'avère très adéquat pour des études de sensibilité à des paramètres reliés aux propriétés du matériau et aux caractéristiques de la source.

Dans le prochain chapitre, on utilisera ce modèle pour mener une étude paramétrique des caractéristiques des déplacements mécaniques engendrées par laser dans une plaque isotrope et non-conductrice.

CHAPITRE III

ANALYSE DES EFFETS DES PARAMÈTRES RELIÉS À LA SOURCE SUR LES CARACTÉRISTIQUES DES DÉPLACEMENTS ENGENDRÉS À L'ÉPICENTRE

3.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, on a décrit un modèle de calcul des déplacements engendrés par une impulsion laser dans une plaque transversalement isotrope. Grâce à ses hypothèses simplificatrices, ce modèle calcule les déplacements en des temps relativement courts.

Dans ce chapitre, on s'intéresse aux effets des convolutions temporelles reliées aux paramètres de la source laser (la taille de la tache, la durée de l'impulsion et la profondeur de pénétration optique) sur les caractéristiques des déplacements ultrasonores engendrés.

Très peu de travaux portant sur l'analyse quantitative de ces effets ont été publiés. Les études menées se sont beaucoup plus intéressées au côté qualitatif (par exemple, l'effet de tassement observé sur le précurseur en augmentant la taille de la tache ou la durée de l'impulsion), et se concentre généralement sur une caractéristique bien particulière des déplacements (les amplitudes par exemple), ce qui explique qu'on se place le plus souvent dans le cas particulier le mieux adapté aux objectifs de l'étude (comme par exemple la génération en régime d'irradiation uniforme (1-d)).

Par conséquent, les résultats ne présentent pas un caractère universel et donc ne sont pas toujours généralisables.

Les principaux travaux concernant l'effet de la pénétration optique ont été effectués par l'équipe de recherche du laboratoire "laser-ultrasons" de l'École Polytechnique de Montréal. Citons, entre autres, la mise en évidence de l'effet de focalisation de l'onde longitudinale en augmentant la pénétration optique dans le matériau²³, l'étude des effets de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d à des fins de caractérisation optique de matériaux non-conducteurs²⁴.

A notre connaissance, aucune étude traitant des effets des paramètres reliés à la source et particulièrement l'effet mutuel de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion sur les temps d'arrivée des ondes longitudinale et transversale n'a été publiée. Une telle étude aura certainement un impact direct dans le domaine de la caractérisation mécanique des matériaux non-conducteurs par la technique "laser-ultrasons".

Dans ce chapitre, des études paramétriques ont été menées afin de mieux comprendre les effets des trois paramètres reliés à la source sur un ensemble de caractéristiques des déplacements engendrés à l'épicentre dans un matériau thermiquement non-conducteur. La représentation des résultats a été faite de façon à leur donner un caractère facilement généralisable.

Rappelons que les trois paramètres reliés à la source sont:

- la taille de la tache,
- la durée de l'impulsion, et
- la longueur d'onde du laser et sa profondeur de pénétration optique

correspondante. Ces trois paramètres sont respectivement représentés dans le modèle décrit au chapitre 2 par les nombres adimensionnés: d / σ , τ / t_l et d / δ , où d est l'épaisseur de l'échantillon, σ le rayon gaussien à $1/e^2$ de l'irradiation, δ la profondeur de pénétration optique du rayonnement d'excitation dans l'échantillon, τ le temps de montée de l'impulsion et t_l le temps d'arrivée de l'onde longitudinale à l'épicentre de la face arrière de l'échantillon.

Les caractéristiques qu'on observera sont illustrées sur la courbe de déplacement normal à l'épicentre de la face arrière (figure 3.1):

- les amplitudes du précurseur A_l et du déplacement transversal A_t ,
- les temps d'arrivée des ondes longitudinale et transversale: t_l et t_t ,
- la largeur à mi-hauteur du précurseur $(\Delta t_{1/2})$. Pour faciliter la comparaison de nos résultats obtenus à l'aide du modèle 2-d aux résultats expérimentaux, on a choisi d'observer le rapport : $(\Delta t_{1/2})^* / t_l^*$. Ce rapport équivaut exactement au rapport réel $(\Delta t_{1/2}) / t_l$, ce qui n'est pas le cas pour la largeur à mi-hauteur adimensionnée $(\Delta t_{1/2})^*$ utilisée seule. Par souci de méthodologie, on commencera par analyser l'effet de la taille de la tache puis ceux de la profondeur de pénétration optique et de la durée de l'impulsion.

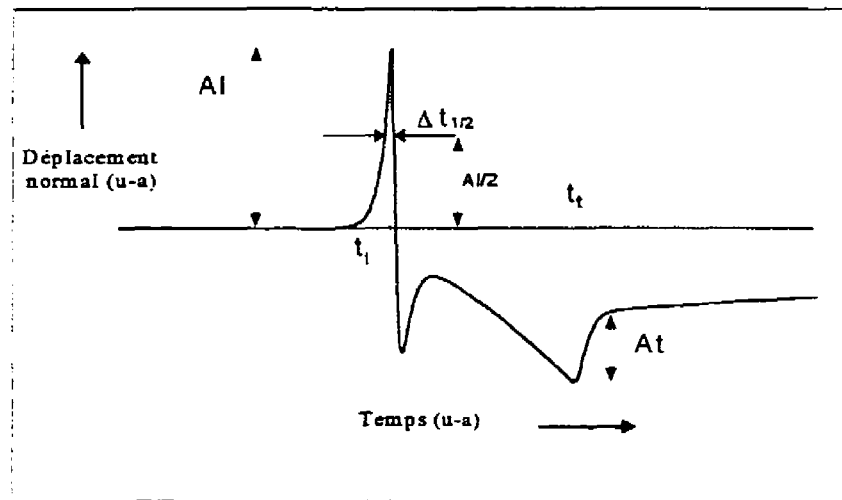


Figure 3.1: Courbe typique de déplacement normal à l'épicentre de la face arrière, et définition de paramètres caractéristiques de cette courbe.

3.2 Effet de la taille de la tache

L'objectif principal de l'analyse de l'effet de l'étendue de la tache dans cette section est de montrer les différents régimes de génération liés à ce paramètre et d'établir leurs limites suivant la caractéristique des déplacements observée. On s'intéressera plus en détails à cet effet sur les temps de vol dans la partie traitant de la caractérisation mécanique reportée dans le chapitre suivant.

La configuration expérimentale est représentée par la figure 3.2, un système optique de deux lentilles a été utilisé pour varier la taille de la tâche sur la surface de l'échantillon. Ce système est composé d'une lentille divergente fixe de focale -10 cm (f_1) et d'une lentille convergente mobile de focale 30 cm (f_2). La translation de f_2 parallèlement à l'axe du faisceau permet de varier la taille de la tache sur la surface de l'échantillon. Bien que les

équations classiques de l'optique géométrique permettent de relier la taille de la tache à la distance séparant les deux lentilles³⁷, on a préféré déduire le rayon gaussien à $1/e^2$ pour chaque tache à partir du profil surfacique correspondant mesuré expérimentalement. L'échantillon utilisé est le verre Schott BG-18. Les propriétés physiques de ce matériau sont reportées dans le tableau 2.1. Les paramètres P_4 (C_{44} / C_{11}), lié aux propriétés mécaniques) et P_7 (d / δ , lié à la pénétration optique) valent respectivement 0.355 et 30. La durée de l'impulsion mesurée (largeur à mi-hauteur) est de 20 ns ce qui correspond à une valeur du paramètre P_8 (τ / t_l , lié à la durée de l'impulsion) de 0.015.

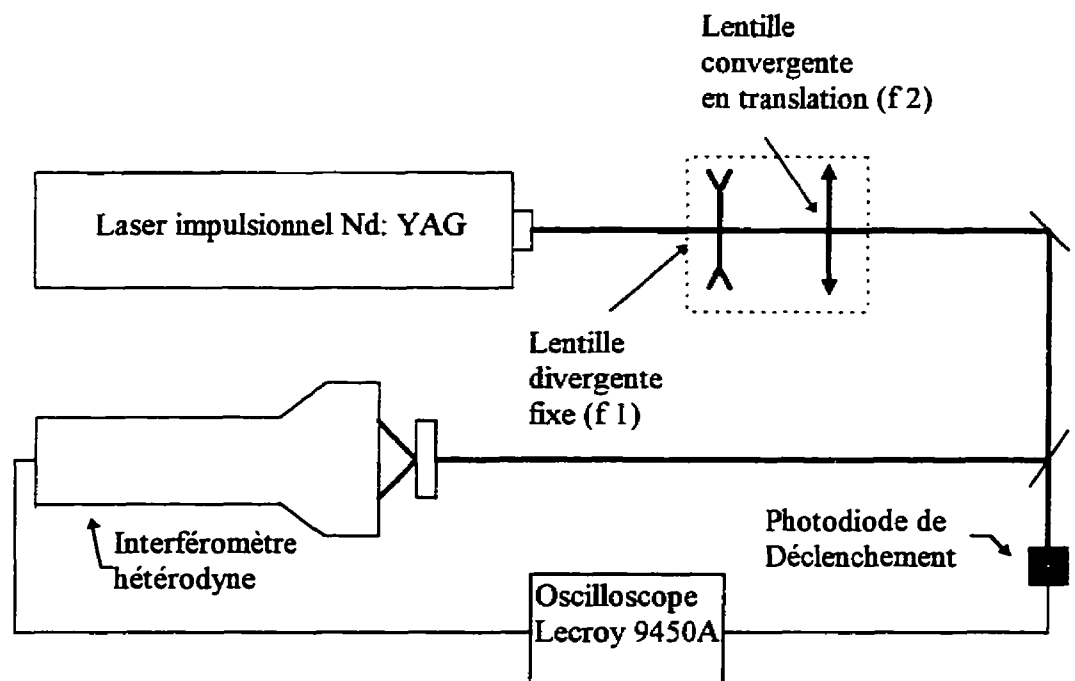


Figure 3.2: Configuration expérimentale et système optique servant à varier la taille de la tache sur la surface de l'échantillon.

Les signaux expérimentaux obtenus pour quatre tailles de tache différentes sont présentés en annexe (annexe 3A). Les courbes de déplacement simulées ont été obtenues avec les paramètres expérimentaux cités ci-dessus. Sachant que le seul paramètre qui varie est la taille de tache, donc pour rendre compte des variations réelles des déplacements simulés ($A^*_{i,t}$) en fonction du rapport (d / σ), il suffit de multiplier par $1/\sigma^2$ (voir section 2.2.4) ou par $(d / \sigma)^2$ pour faire apparaître le rapport (d / σ). Dans ce dernier cas, les amplitudes obtenues correspondent à $(A^*_{i,t}) \cdot (d / \sigma)^2$. En exprimant ce produit en fonction des déplacements réels $A_{i,t} = U_0 \cdot A^*_{i,t}$ (U_0 est la constante d'adimensionnement définie au chapitre 2), on obtient: $A_{i,t} / (\alpha\beta(1-R)E_i / 2\rho C_p \pi d)$. Donc pour superposer les résultats expérimentaux aux résultats numériques, il suffit de les diviser par la constante $(\alpha\beta(1-R)E_i / 2\rho C_p \pi d)$ qu'on a nommé k . En utilisant un coefficient de réflexion de 20 % et une énergie de l'impulsion de 25 mJ (mesurée), on a évalué cette constante à 44 nm.

Les caractéristiques des déplacements observés expérimentalement sont en bon accord avec celles obtenues par simulation (figures 3.3, 3.4, 3.5, 3.6). Cependant, les rapports $(\Delta t_{1/2}) / t_i$ observés expérimentalement pour les rayons gaussiens 0.5 mm et 2.2 mm (P_0 égal à 6 et 1.36 pour une épaisseur de 3 mm) sont supérieurs à ceux obtenus à l'aide du modèle. Ces écarts sont peut être liés au fait que le profil surfacique de L'irradiation n'est pas tout à fait une gaussienne, ce qui se traduirait alors par un élargissement additionnel au niveau de la largeur à mi-hauteur du précurseur provenant de sources éloignées. Dans le cas du rayon gaussien à $1/e^2$ de 0.5 mm, le précurseur est assez confiné, ceci laisse penser qu'on aurait atteint les limites en bande passante de la sonde (40 MHz). Le calcul

théorique des temps caractéristiques liés aux "paramètres-source" ($(\delta / v_l) \approx 18$ ns lié à la pénétration optique, $\tau \approx 8$ ns lié à la durée de l'impulsion et $([(d^2 + \sigma^2)^{1/2} - d] / v_l) = 7$ ns lié à la taille de la tache, l'addition de ces temps caractéristiques donne 33 ns) confirme qu'on est proche de la limite en bande passante ($(1/40) = 25$ ns, en pratique la bande passante est légèrement inférieure à 40 MHz). Comme les écarts entre l'expérience et la simulation étaient relativement importants (≈ 40 %), ces deux mesures de $(\Delta t_{1/2}) / t_l$ n'ont pas été considérées, et par conséquent on ne les a pas reportées sur le graphique (figure 3.6). L'évaluation de l'amplitude du déplacement transversal (A_t) pour les rayons gaussiens 2.2 mm et 6 mm n'a pas été possible: Les taches étaient assez étendues, la génération d'ondes transversales était à son seuil avec le rayon 2.2 mm, et était inexistante avec le rayon 6 mm.

3.2.1 Effet sur les temps de vol

Les figures 3.3 et 3.4 représentent respectivement les temps de vol adimensionnés longitudinal (t_l^*) et transversal (t_t^*) en fonction du rapport d / σ (taille de la tache). La constante d'adimensionnement est le temps de vol longitudinal. Ce temps de vol a été mesuré à l'aide d'un capteur piézo-électrique et vaut 532 ns. On distingue deux régimes asymptotiques dans l'intervalle balayé par d / σ : le régime "point-source" pour $d / \sigma \geq 10$ et le régime "irradiation uniforme" pour $d / \sigma \leq 0.3$.

En régime intermédiaire ($0.3 \leq d / \sigma \leq 10$), t_i^* augmente d'une valeur asymptotique à l'autre lorsque la taille de la tache augmente et t_i^* augmente de sa valeur asymptotique "point-source" jusqu'à ne plus exister.

3.2.2 Effet sur les amplitudes

Les variations des amplitudes des déplacements longitudinal et transversal en fonction du rapport d / σ sont représentées sur la figure (3.5). Globalement, les deux amplitudes présentent la même variation en fonction de la taille de la tache. Deux comportements asymptotiques correspondant aux deux régimes de génération précédemment cités sont observés. Le premier régime correspond aux faibles dimensions de la tache en regard de l'épaisseur du matériau ($d / \sigma \geq 10$). Dans ce régime, les amplitudes sont maximales et les formes des signaux observés (particulièrement pour le déplacement transversal) sont clairement définies. L'inconvénient majeur de ce régime de génération est lié au fait que la densité surfacique de puissance déposée sur la surface de l'échantillon devient très élevée, et par conséquent on peut facilement atteindre le régime d'ablation et endommager l'échantillon. Le second régime (irradiation uniforme) correspond à des taches très étendues. Pour une épaisseur donnée de l'échantillon, la variation de l'amplitude du précurseur est en $(1 / \sigma)^2$ tandis que le signal transversal est inexistant. Pour des valeurs du rayon gaussien supérieures ou égales à la moitié de l'épaisseur de l'échantillon ($d / \sigma \leq 2$), on peut toujours observer l'arrivée de l'onde transversale mais l'amplitude du déplacement associé est négligeable, et par conséquent,

elle n'est pas représentée sur la figure (3.5). Il est intéressant de constater que le rapport des amplitudes A_r / A_i est indépendant de la taille de la tache.

3.2.3 Effet sur le rapport $(\Delta t_{1/2}) / t_i$

Les variations de ce rapport en fonction de d / σ (taille de la tache) sont représentées sur la figure 3.6. Les deux comportements asymptotiques associés aux régimes point-source ($d / \sigma \geq 10$) et irradiation uniforme ($d / \sigma \leq 0.3$), sont observés. En régime intermédiaire, on note une augmentation du rapport $(\Delta t_{1/2}) / t_i$ de sa valeur asymptotique "point-source" jusqu'à sa valeur asymptotique "irradiation uniforme".

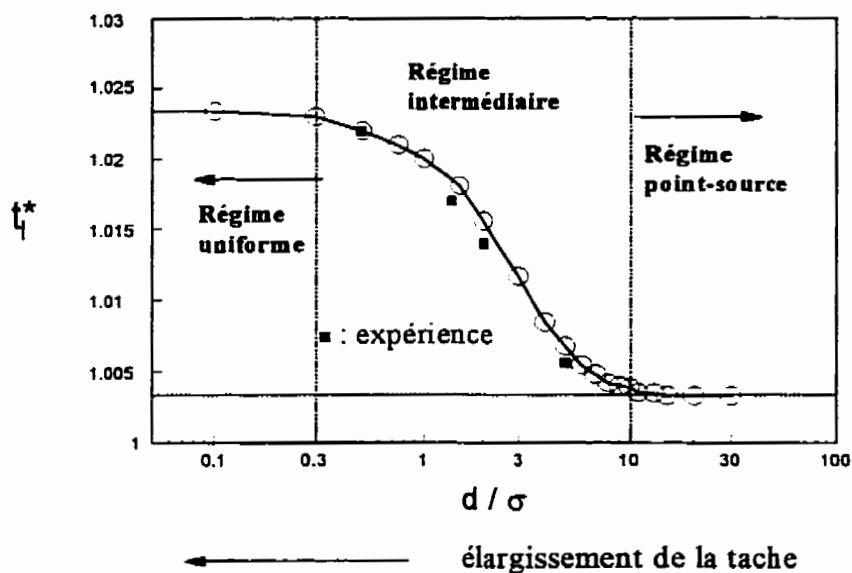


Figure 3.3: Variations du temps d'arrivée longitudinal adimensionné en fonction de d/σ .

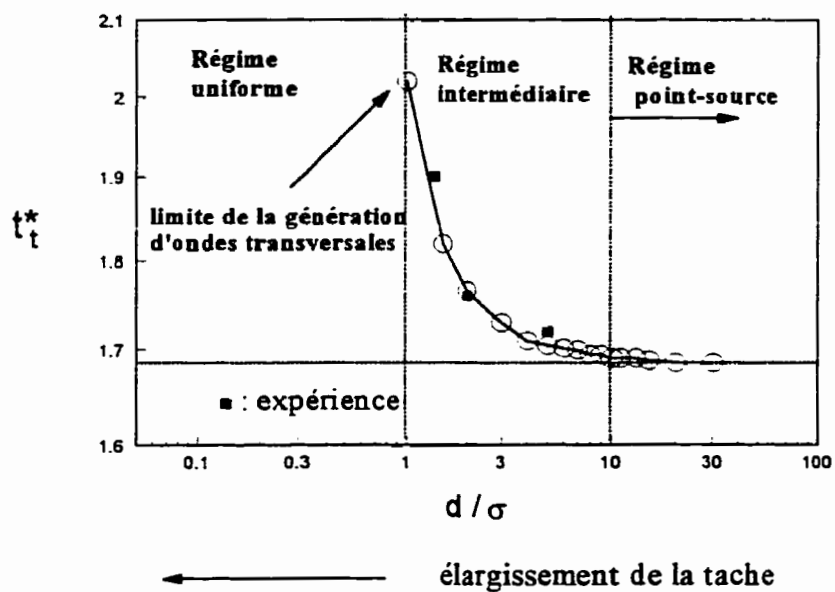


Figure 3.4: Variations du temps d'arrivée transversal adimensionné en fonction de d/σ .

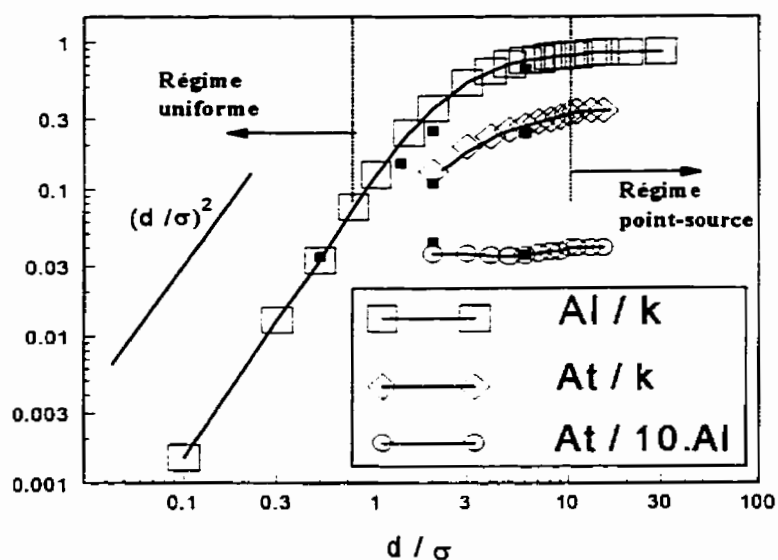


Figure 3.5: Variations des amplitudes longitudinale et transversale en fonction de d/σ . ■ : expérience.

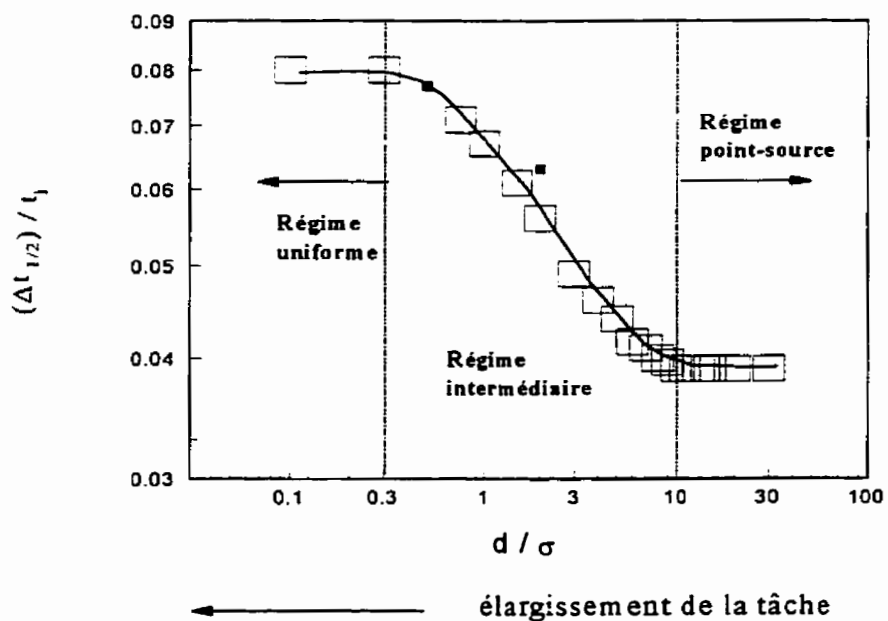


Figure 3.6: variations du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ en fonction de d/σ . ■ : expérience.

3.3 Effet de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion

Dans cette section, on observera l'effet mutuel de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion sur les caractéristiques des déplacements observés précédemment. Deux séries de mesure ont été faites pour valider les résultats obtenus par simulation. La première en utilisant une tache très étendue (régime d'irradiation uniforme). Les déplacements engendrés sont longitudinaux. La seconde en utilisant une taille de tache finie (régime point-source ou régime intermédiaire). En régime point-source la convolution par la taille de la tache est éliminée par contre en régime intermédiaire cette convolution n'est pas éliminée mais son effet reste constant pour une tache donnée. Dans les deux cas les déplacements longitudinal et transversal sont engendrés (génération 2-d). Il s'agit donc de choisir une taille de la tache qui n'est pas obligatoirement ponctuelle mais seulement pour laquelle les deux déplacements engendrés sont clairement observés. Dans les deux configurations expérimentales (1-d et 2-d) on utilisera des échantillons de verres ayant des propriétés thermomécaniques identiques et des pénétrations optiques à la longueur d'onde du laser de génération différentes.

3.3.1 Régime d'irradiation uniforme (1-d)

3.3.1.1 Hypothèses et procédure

Les échantillons étant isotropes, les caractéristiques du déplacement normal à l'épicentre de la face arrière sont alors fonction des propriétés mécaniques représentées par le paramètre P_4 (C_{44} / C_{11}) et des paramètres-source: taille de la tache ($P_6 = d / \sigma$),

pénétration optique ($P_7 = d / \delta$) et durée de l'impulsion ($P_8 = \tau / t_1$). Pour les simulations, P_4 et P_6 sont fixés respectivement à 0.355 et 0.3. Les caractéristiques ne sont plus fonction que de P_7 (pénétration optique) et P_8 (durée d'impulsion). On a tracé les variations des caractéristiques du précurseur en fonction de P_7 (d/δ) (profondeur de pénétration optique) pour différentes valeurs du paramètre P_8 (τ / t_1) (durée de l'impulsion). Le montage expérimental est représenté sur la figure 3.7. Une lentille divergente de focale -10 cm placée à environ 30 cm de l'échantillon a été utilisée pour rendre l'irradiation étendue afin que le déplacement normal à l'épicentre tende vers celui produit par une irradiation uniforme. La durée de l'impulsion est de 16 ns, ce qui correspond à un rapport (τ / t_1) de 0.012.

Pour pouvoir observer expérimentalement l'effet de la pénétration optique sur les déplacements engendrés à l'épicentre, on a choisi des échantillons de verre Schott (BG-18, NG-9, NG-4, NG-11 et BG-3) ayant quasiment les mêmes propriétés physiques mais des pénétrations optiques à la longueur d'onde Nd:YAG différentes. Le tableau 3.1 regroupe l'ensemble des propriétés physiques de ces verres ainsi que le type d'expérience (1-d ou 2-d) qu'on a fait subir à chaque échantillon.

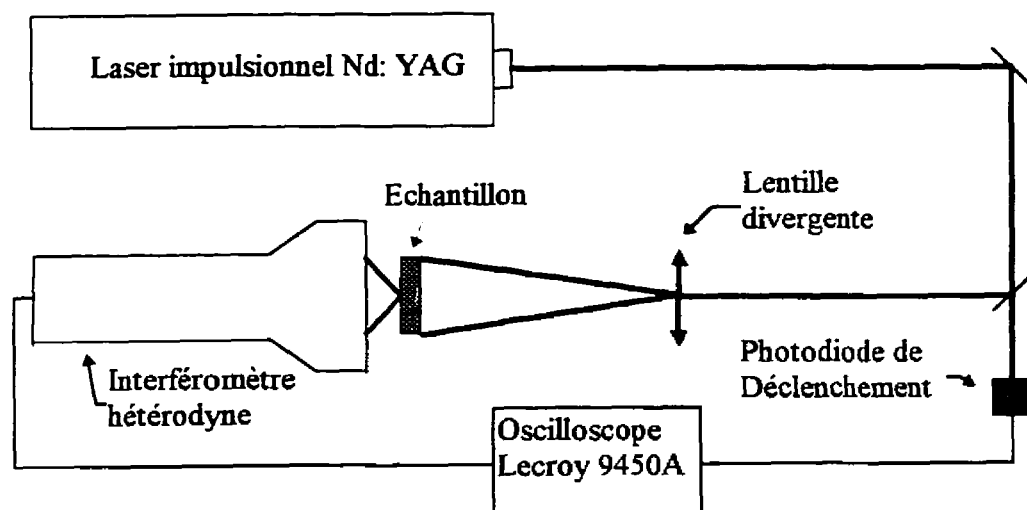


Figure 3.7: Montage expérimental en configuration 1-d

Echantillon de verre Schott	Masse volumique ρ (kg/m ³)	Chaleur massique C_v (J/kg °K)	Profondeur de pénétration optique δ (μm)	Coefficient de dilatation thermique α (°K ⁻¹)	Coefficient de Poisson ν
BG-18 ^{*,**}	2680	700	103	$8 \cdot 10^{-6}$	0.23
KG-5 ^{**}	2530	760	192	$6.3 \cdot 10^{-6}$	0.24
KG-3 ^{**}	2550	780	270	$6 \cdot 10^{-6}$	0.23
NG-9 ^{*,**}	2680	700	334	$8 \cdot 10^{-6}$	0.24
NG-4 ^{*,**}	2680	700	808	$8 \cdot 10^{-6}$	0.25
NG-11 ^{*,**}	2680	700	1900	$8 \cdot 10^{-6}$	0.24
BG-3 [*]	2680	700	4480	$8 \cdot 10^{-6}$	0.26

Tableau 3.1 : Propriétés physiques des verres Schott utilisés dans les expériences.

Les propriétés suivantes: la masse volumique, la chaleur massique et le coefficient de dilatation thermique des verres NG-9, NG-4, NG-11 et BG-3 n'ont pas été fournies par le manufacturier; par conséquent, elles ont été prises égales à celles du verre BG-18.

* utilisé en manipulation expérimentale 1-d

** utilisé en manipulation expérimentale 2-d

3.3.1.2 Résultats et discussion

Les variations de l'amplitude du précurseur, du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ ainsi que du temps d'arrivée du maximum du précurseur en fonction de la pénétration optique (d/δ) sont respectivement représentées sur les figures 3.8, 3.9 et 3.10. Les signaux expérimentaux sont présentés en annexe (annexe 3B).

De façon globale, on note un bon accord entre les simulations et les expériences.

Ces résultats sont analysés en terme de régime dicté par la durée de l'impulsion.

On distingue deux régimes liés à la durée de l'impulsion: un régime d'impulsions courtes ($\tau/t_1 \ll 0.01$) et un régime d'impulsions longues ($\tau/t_1 \gg 0.01$).

En régime d'impulsions courtes, on note principalement deux comportements de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur en fonction de la pénétration optique:

- pour les faibles pénétrations optiques ($d/\delta > 150$), l'amplitude présente une dépendance en δ tandis qu'aucun élargissement du précurseur n'est observé. Le décalage introduit sur le temps d'arrivée du déplacement maximal est négligeable.
- pour les pénétrations optiques élevées ($d/\delta < 150$), on observe une saturation de l'amplitude après une courte zone de transition qui s'accompagne par un élargissement présentant pour une épaisseur donnée, une dépendance en δ . Cet élargissement s'explique par les déplacements engendrés par les sources thermoélastiques enfouies dans le matériau. L'énergie dont dispose chaque source élémentaire obéit à la loi de Beer-Lambert (dépendance en $\beta e^{-\beta z}$, où β est le coefficient d'absorption optique et z la

profondeur d'enfouissement de la source). Par conséquent, plus la source est enfouie, plus le déplacement qu'elle engendrerait est faible et plus son temps d'arrivée est court.

Sur la figure 3.8, on peut observer une lente variation autour d'un optimum ($d / \delta \cong 5$).

Dans le cas d'un matériau non-conducteur, beaucoup d'auteurs ont attribué la génération du précurseur à la pénétration optique^{13,14} et pensent qu'une pénétration optique importante est préférable à une pénétration optique faible. Nos simulations sont en accord avec ce fait pour $d / \delta > 150$. Cependant, pour des pénétrations optiques très élevées ($d / \delta < 1$), l'énergie optique absorbée par l'échantillon diminue et par conséquent l'amplitude du précurseur diminue. La compétition entre ces deux effets donne la zone de stagnation de l'amplitude du précurseur observée sur la figure 3.8. De plus l'excitation laser induit un échauffement sur toute l'épaisseur de l'échantillon et d'autres phénomènes³² (onde acoustique engendrée en face arrière par exemple) influent sur le mécanisme de génération. Notons enfin que le décalage introduit sur le temps d'arrivée du maximum du précurseur reste négligeable dans ce régime.

En régime d'impulsions longues ($\tau / t_i > 0.01$), les interprétations faites précédemment restent valables. Sur la figure 3.10, on remarque que lorsque la pénétration optique est très faible la seule convolution restante est celle par la durée de l'impulsion. Si on fait augmenter la pénétration optique la convolution temporelle induite par la pénétration optique commence, mais elle ne commence à être visible que lorsque l'élargissement temporel qu'elle induit (δ / v_l) devient du même ordre de grandeur que l'élargissement temporel τ induit par la durée de l'impulsion.

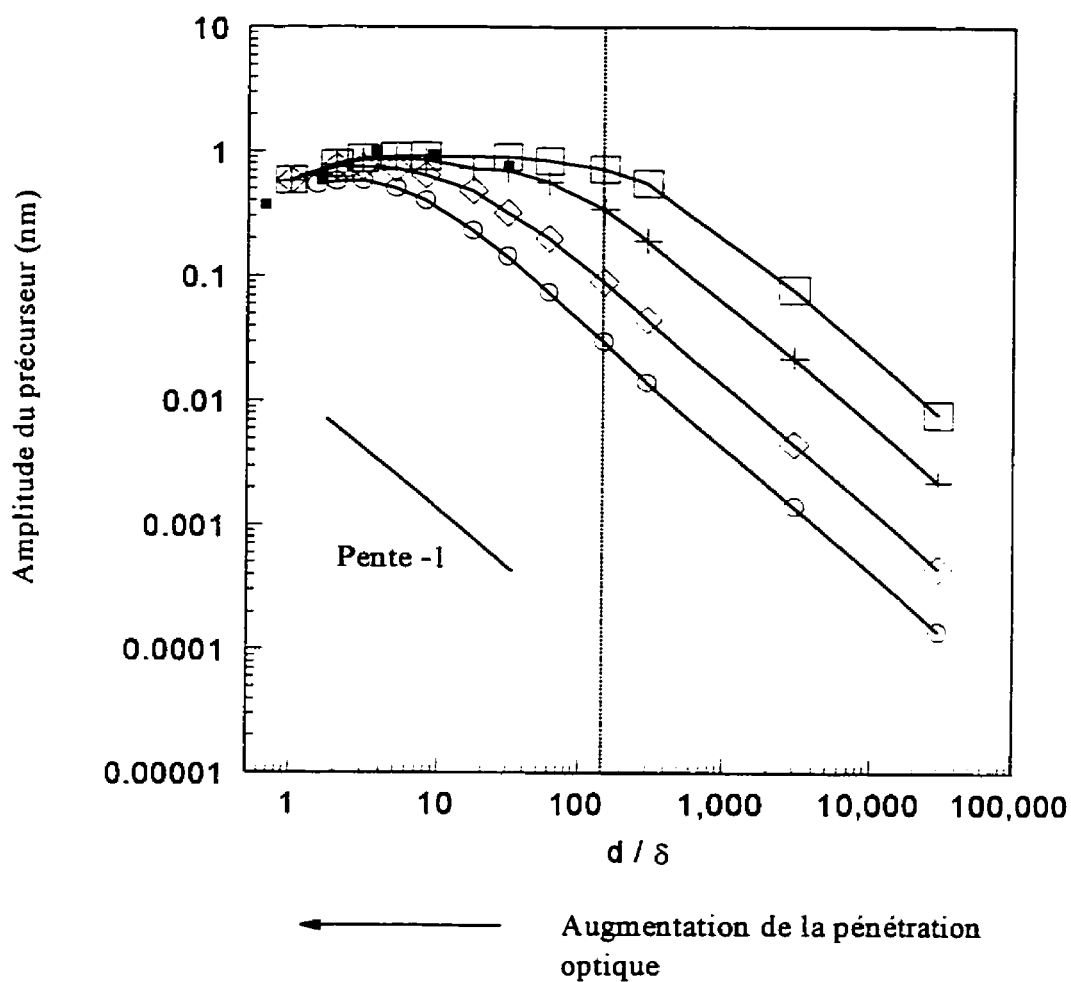
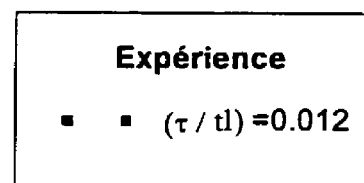
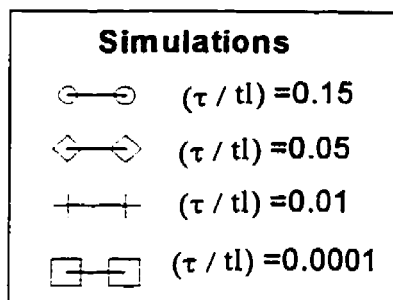


Figure 3.8: Variations de l'amplitude du précurseur en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime d'irradiation uniforme.



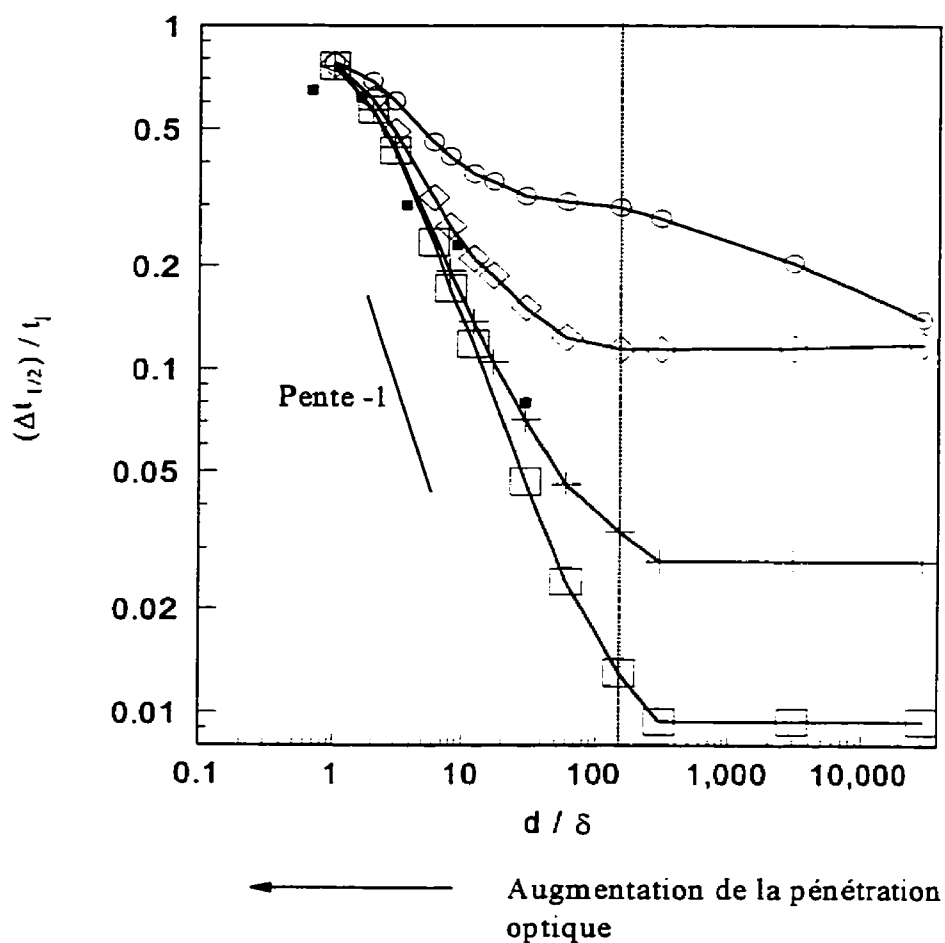


Figure 3.9 : Variations du rapport $(\Delta t_{1/2}) / t_l$ en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime d'irradiation uniforme.

Simulations	
	$(\tau / t_l) = 0.15$
	$(\tau / t_l) = 0.05$
	$(\tau / t_l) = 0.01$
	$(\tau / t_l) = 0.0001$

Expérience	
	$(\tau / t_l) = 0.012$

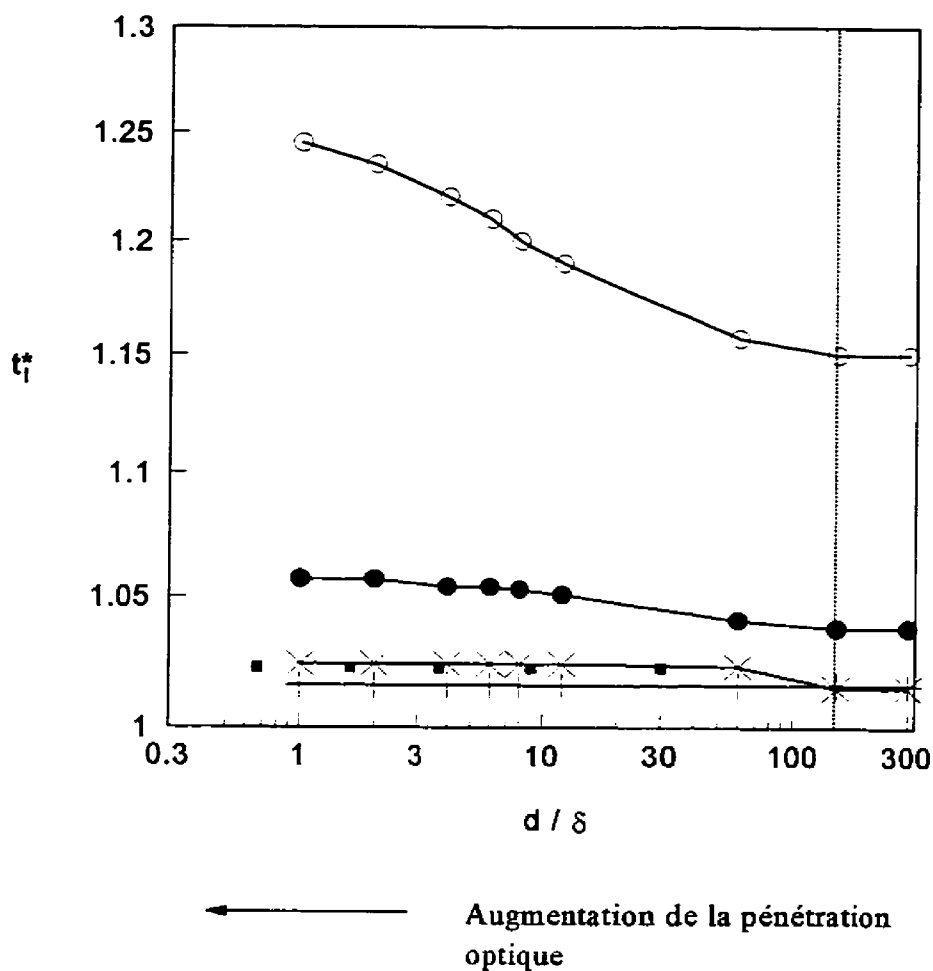


Figure 3.10: Variations du temps d'arrivée du précurseur (t_l^*) en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime d'irradiation uniforme.

Simulations	
—+—+—	$(\tau / t_l) = 0.01$
—x—x—	$(\tau / t_l) = 0.015$
●—●—●	$(\tau / t_l) = 0.035$
○—○—○	$(\tau / t_l) = 0.15$

Expérience	
■ — ■	$(\tau / t_l) = 0.012$

3.3.2 Régime 2-d

3.3.2.1. Procédure et analyse préliminaire

Dans ce régime , la taille de la tache est finie, par conséquent des contraintes radiales responsables de la génération des ondes transversales sont engendrées. Les ondes longitudinales sont le résultat d'une expansion thermique. En l'absence de tout effet de diffusion thermique ou de pénétration optique, le déplacement longitudinal engendré est négatif (cas des métaux pas trop thermiquement conducteurs par exemple). Dans le cas d'une diffusion thermique ou d'une pénétration optique non négligeables, un déplacement positif (le précurseur) est engendré. Pour analyser expérimentalement l'effet de la pénétration optique dans ce régime, on a utilisé la configuration expérimentale de la section 2.3.2 (figure 2.2). Les valeurs des paramètres (C_{44}/C_{11}) et (d/σ) (taille de la tâche) sont respectivement 0.355 et 2. Les verres utilisés dans les expériences sont le BG-18, le KG-5, le KG-3, le NG-9, le NG-4 et le NG-11 (propriétés physiques rapportées au tableau 3.1). Pour l'échantillon BG-3, l'absorption optique est faible donc très peu d'énergie est absorbée par l'échantillon et de ce fait le rapport signal-sur-bruit était très faible, par conséquent les déplacements expérimentaux correspondants n'ont pas été considérés dans cette section.

Globalement, un bon accord entre les résultats expérimentaux et calculés est observé (voir les figures 3.11, 3.12, 3.13 et 3.14). Par ailleurs, on note un décalage entre les temps de vol expérimentaux et simulés (figure 3.15) et en particulier plus visible pour le temps de vol transversal. Ce qui peut être lié au fait que le rayon gaussien utilisé dans

les simulations est une valeur moyenne alors que la forme réelle de la tache n'est pas exactement une gaussienne, donc des sources plus éloignées pourraient introduire un décalage additionnel sur les temps d'arrivée. Enfin, les légères variations d'une part des propriétés mécaniques, en particulier transversales, des verres utilisés et d'autre part des épaisseurs peuvent aussi expliquer les décalages observés expérimentalement.

3.3.2.2 Analyse et discussion des résultats

Comme pour le cas de la configuration 1-d (section 3.3.1.2), on distingue deux régimes en fonction de la durée de l'impulsion, le régime des impulsions courtes ($\tau / t_l \ll 0.01$) et celui des impulsions longues ($\tau / t_l \gg 0.01$).

En régime d'impulsions courtes:

- Pour les faibles pénétrations optiques ($d / \delta > 300$):

l'amplitude du précurseur (figure 3.11) présente une dépendance en δ , celle du déplacement transversal (figure 3.12) reste constante, on tend vers une situation asymptotique qui correspond à la génération thermoélastique d'onde transverses dans un matériau pas trop thermiquement conducteur. Aucun élargissement du précurseur n'est noté (figure 3.14). Les décalages introduit sur les temps d'arrivée longitudinal et transversal sont négligeables (figure 3.15).

- Pour les pénétrations optiques élevées ($d / \delta < 300$):

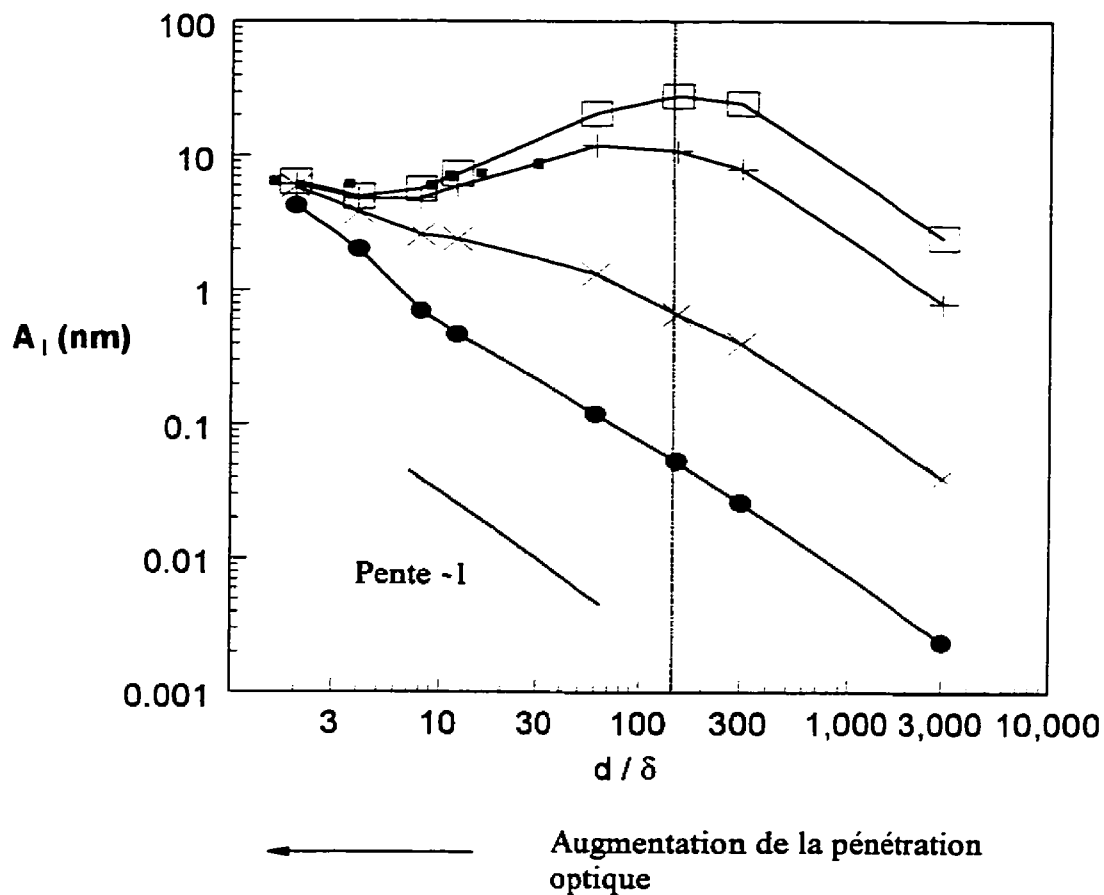
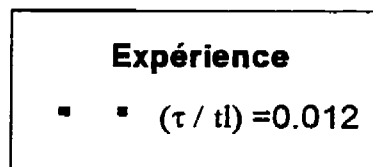
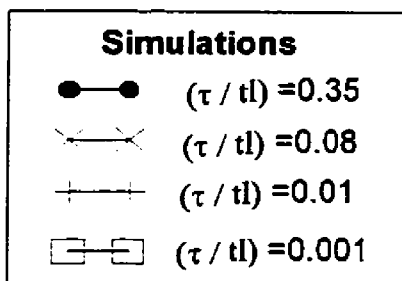


Figure 3.11: Variations de l'amplitude du précurseur en fonction de la profondeur de pénétration optique d/δ et de la durée de l'impulsion τ/tl en régime 2-d.



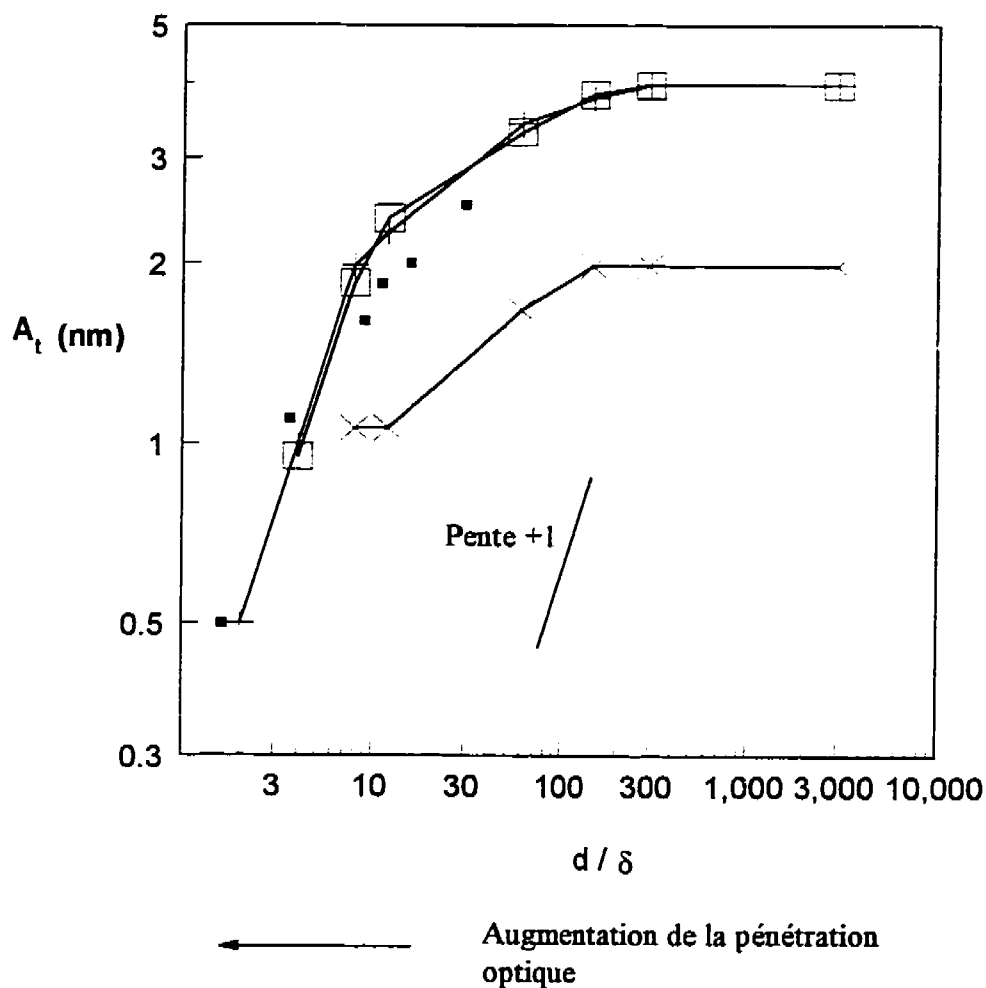


Figure 3.12: Variations de l'amplitude du déplacement transversal en fonction de la profondeur de pénétration optique (d/δ) et de la durée de l'impulsion (τ/tl) en régime 2-d

Simulations	
$\times - \times$	$(\tau/tl) = 0.08$
$+ - +$	$(\tau/tl) = 0.01$
$\square - \square$	$(\tau/tl) = 0.001$

Expérience	
$\blacksquare - \blacksquare$	$(\tau/tl) = 0.012$

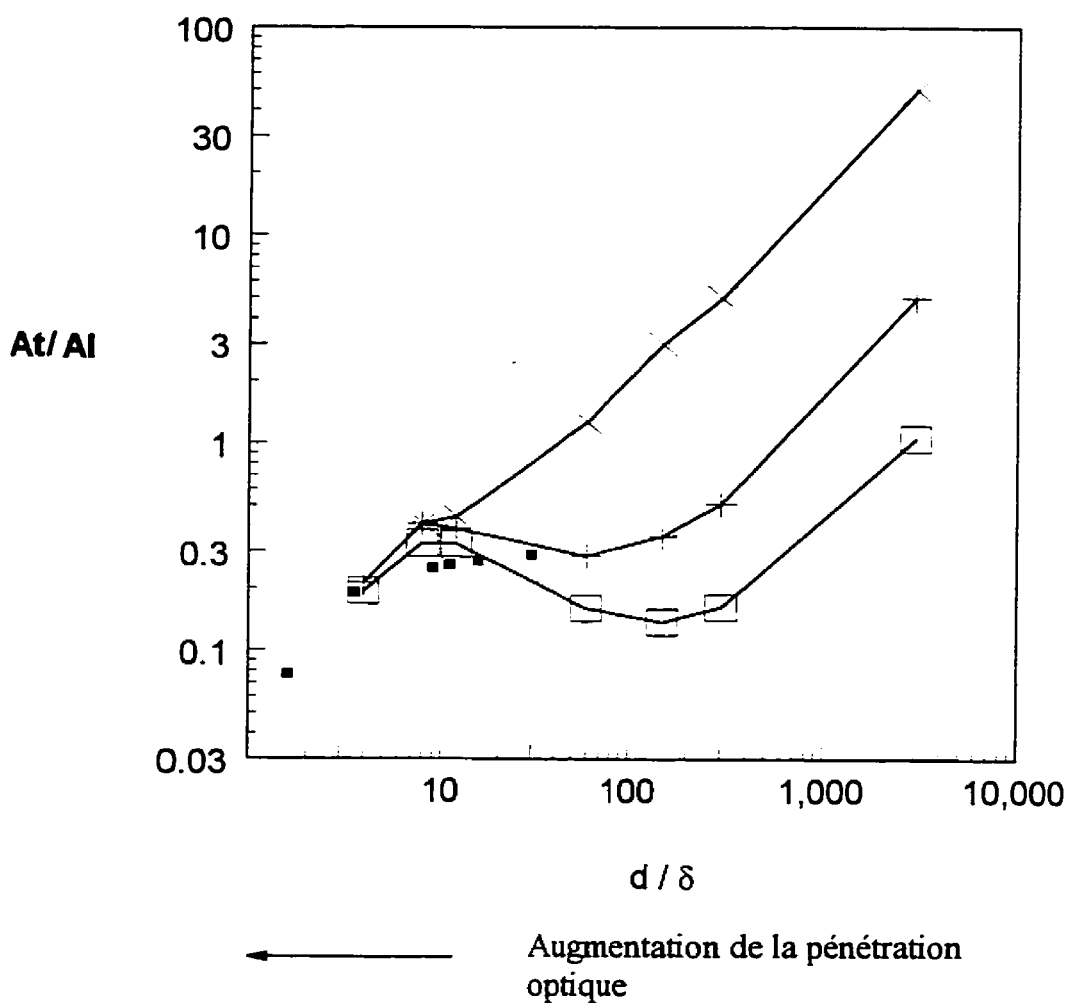


Figure 3.13: Variations du rapport (A_t / A_I) en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime 2-d.

Simulations	
×—×	$(\tau / t_l) = 0.08$
+—+	$(\tau / t_l) = 0.01$
□—□	$(\tau / t_l) = 0.001$

Expérience	
■	$(\tau / t_l) = 0.012$

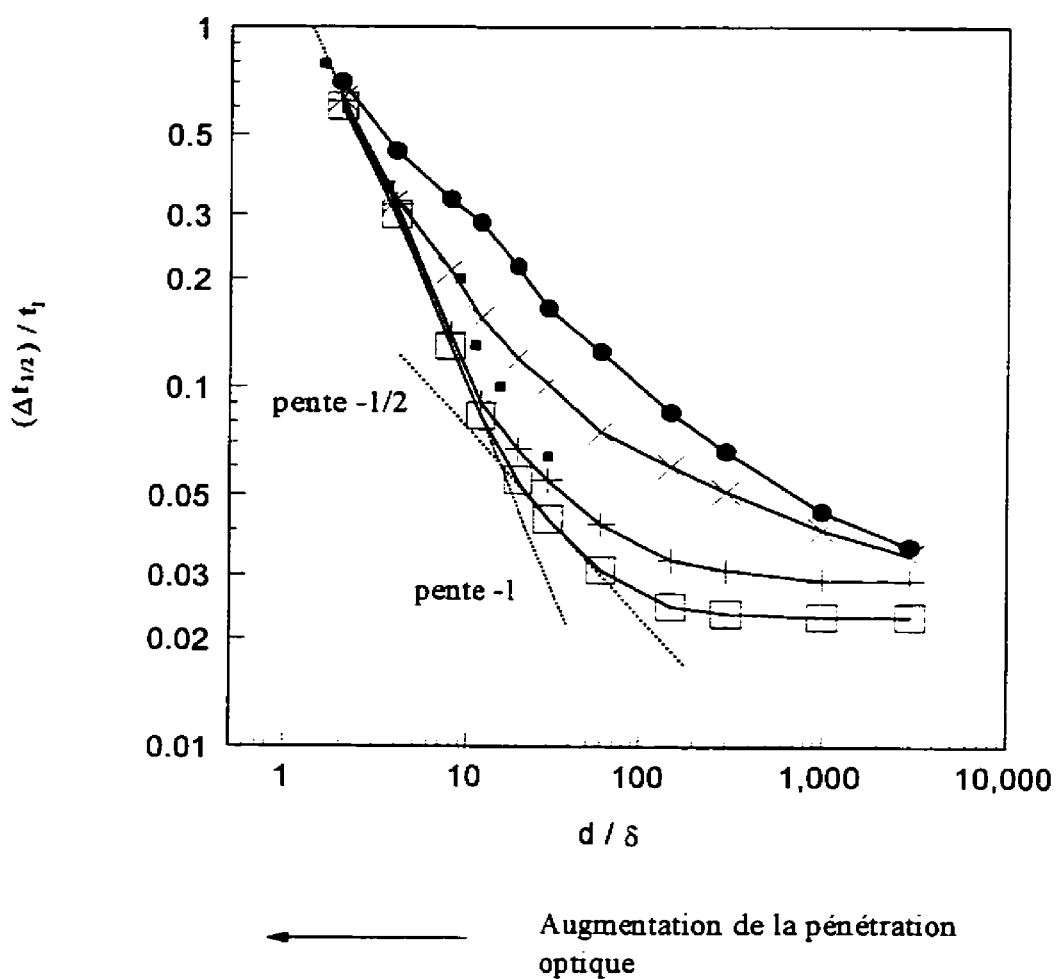
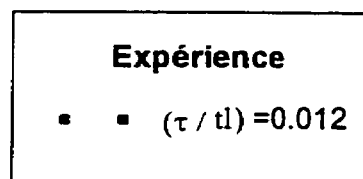
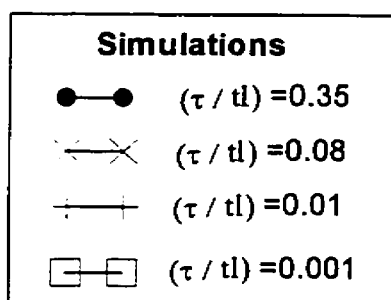


Figure 3.14: Variation du rapport $(\Delta t_{1/2}) / t_l$ en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime 2-d.



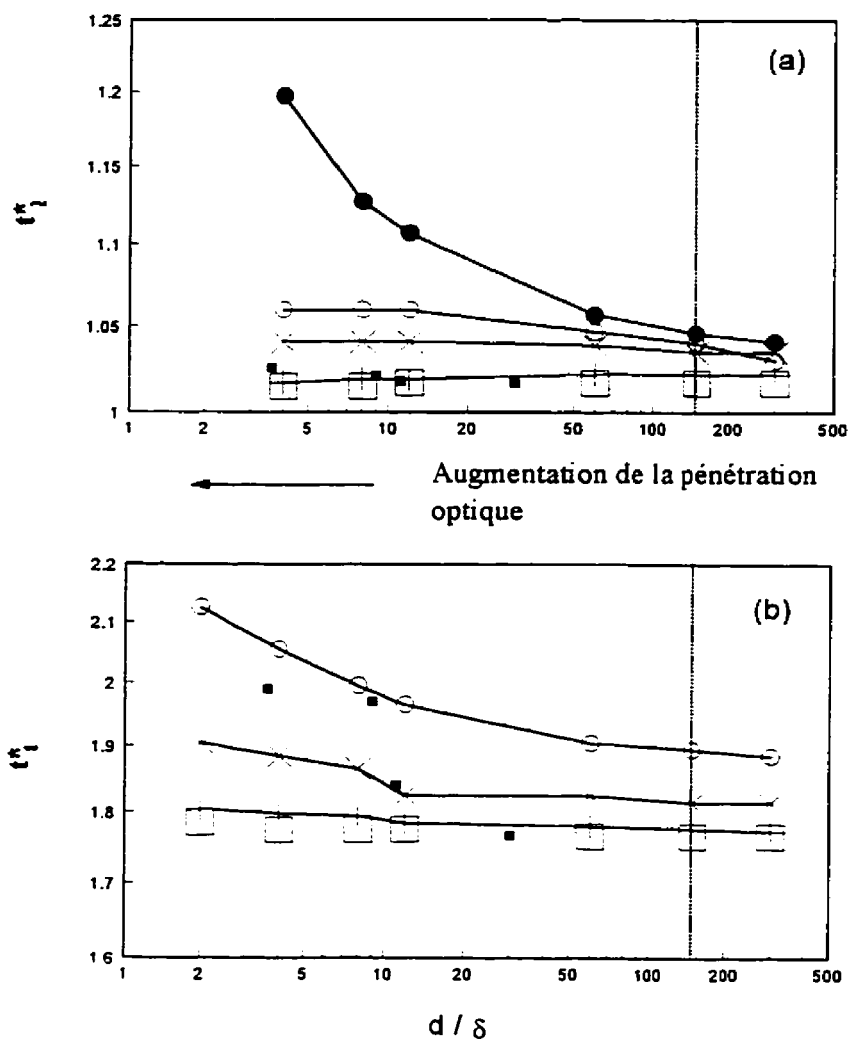
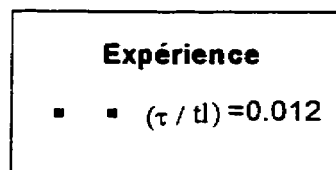
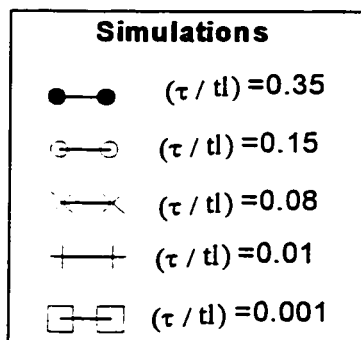


Figure 3.15: Variations des temps d'arrivée, (a): t_l^* , (b) t_f^* en fonction de la profondeur de pénétration optique (d / δ) et de la durée de l'impulsion (τ / t_l) en régime 2-d.



Comme on l'a vu précédemment en génération 1-d, lorsque $\delta \ll d$, l'amplitude du précurseur augmente avec la pénétration optique. Pour des pénétrations optiques de l'ordre de l'épaisseur de l'échantillon, l'énergie optique absorbée diminue et donc l'amplitude du précurseur diminue avec la pénétration optique. Ces deux effets donnent la zone de génération optimale observée sur la figure 3.12.

Quant au déplacement transversal, celui-ci décroît de façon monotone avec la pénétration optique (variation en $(1/\delta)$).

Le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ (figure 3.14) présente une variation qui se rapproche de celle observée en régime uniforme (1-d). On distingue le palier (lorsque $\delta \rightarrow 0$) correspondant à la convolution temporelle entre la durée de l'impulsion et l'extension surfacique de la tache, une première zone de variation quasi-linéaire présentant une pente de $-(1/2)$ pour des valeurs de (d/δ) comprises entre 20 et 60, et une seconde zone de variation linéaire pour des valeurs de (d/δ) inférieures à 20 avec une pente de -1 . Les temps de vol (figure 3.16) ne sont pratiquement pas affectés dans ce régime pour des valeurs de (d/δ) supérieures à 10. En-deçà de cette valeur de (d/δ) , un retard suffisamment notable est introduit particulièrement sur le temps d'arrivée transversal.

En régime d'impulsions longues:

L'amplitude du précurseur présente toujours la variation en (δ) (pour une épaisseur donnée) pour les faibles pénétrations optiques. La zone de génération optimale observée précédemment disparaît et laisse place à une lente augmentation en fonction de la

pénétration optique. Par contre, l'amplitude du déplacement transversal conserve la variation observée en régime d'impulsions courtes (le palier et la décroissance en $1/\delta$).

Concernant le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_i$, les courbes présentent un élargissement pour les faibles pénétrations optiques, cet élargissement a été observé dans le cas 1-d aussi. La zone quasi-linéaire de pente $-(1/2)$ observée pour les courtes impulsions disparaît quand on augmente la durée de l'impulsion. Pour les très longues durées d'impulsion, la variation de $(\Delta t_{1/2})/t_i$ en fonction de la pénétration optique tend de plus en plus vers une variation linéaire sur toute la gamme des pénétrations optiques.

Les temps d'arrivée croissent de façon significative pour les grandes profondeurs de pénétration optique. Encore une fois, le décalage introduit sur le temps de vol transversal est nettement plus important.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a analysé l'effet de trois convolutions: celle par la taille de la tache, celle par la profondeur de pénétration optique et celle par la durée de l'impulsion, représentées respectivement par les paramètres: d/σ , d/δ et τ/t_i .

Concernant l'effet de la taille de la tache, trois régimes de génération reliés au paramètre (d/σ) ont été identifiés:

- Le régime point-source ($(d/\sigma) \geq 10$): Les deux déplacements longitudinal et transversal, sont engendrés leurs caractéristiques (temps de vol de l'onde correspondante, amplitude et largeur à mi-hauteur) sont quasiment constantes.

- Le régime uniforme ($(d / \sigma) \leq 0.3$): Les déplacements engendrés sont exclusivement longitudinaux et de faible amplitude, la largeur à mi-hauteur ainsi que le temps de vol du précurseur sont indépendants de la taille de la tache.

- Le régime intermédiaire ($0.3 \leq (d / \sigma) \leq 10$): Dans ce régime, on note une variation identique des amplitudes des déplacements longitudinal et transversal en fonction de l'étalement surfacique de l'irradiation (inversement proportionnelle au carré du rayon gaussien), ce qui se traduit par un rapport constant entre ces deux amplitudes. Le décalage introduit sur le temps d'arrivée transversal est nettement plus important que celui introduit sur le temps d'arrivée longitudinal (on a expliqué ceci par le fait que la descente du précurseur est dictée par la réaction de la face avant qui arrive quasiment à l'instant d'arrivée du déplacement positif maximal observé sur la partie montante du précurseur). La largeur à mi-hauteur suit la variation inverse de l'amplitude.

Concernant l'effet de la pénétration optique, les résultats ont été interprétés en terme de régime lié à la durée de l'impulsion. Pour l'amplitude du précurseur, une zone de génération optimale a été observée en régime d'impulsions courtes, autour de $(d / \delta) \cong 5$ pour une génération 1-d et autour de $(d / \delta) \cong 150$ pour une génération 2-d. Par contre, l'amplitude du déplacement transversal présente la même variation en fonction de (d / δ) quelle que soit la durée de l'impulsion.

En régime d'impulsions courtes, le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_1$ présente pour les faibles pénétrations optiques et dans les deux configurations (1-d et 2-d) un " palier " qui correspond à la convolution temporelle entre la durée de l'impulsion et l'extension surfacique de la tache.

Une zone de variation en δ a été observée en régime 1-d pour les pénétrations optiques élevées ($(d / \delta) \leq 150$). En régime 2-d, deux zones de variation linéaire ont été observées : la première présente une variation en $\delta^{1/2}$ pour $20 \leq (d / \delta) \leq 60$, et la seconde présente une variation en δ pour $(d / \delta) \leq 20$. En régime d'impulsions longues, on a noté (en générations 1-d et 2-d) un élargissement pour les faibles pénétrations optiques. Les zones de variation linéaire disparaissent quand on augmente la durée de l'impulsion.

Les temps d'arrivée des ondes ultrasonores sont très peu affectés par la pénétration optique pour des impulsions courtes. Pour des impulsions longues, un décalage devenant très significatif pour les pénétrations optiques élevées a été observé, en particulier pour le temps de vol transversal.

Dans le chapitre suivant, on exploitera ces résultats afin d'optimiser la caractérisation optique et mécanique d'un matériau non-conducteur. On entend par optimisation, la prise en compte des effets des trois convolutions temporelles analysées dans ce chapitre dans les procédures de mesure du coefficient d'absorption optique, des vitesses ultrasonores et des constantes élastiques.

CHAPITRE IV

APPLICATION AUX CARACTÉRISATIONS OPTIQUE ET MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX NON-CONDUCTEURS

4.1 Introduction

Durant la période dite "exploratoire", les travaux publiés ont le plus souvent porté sur la génération dans les matériaux métalliques. L'aspect compréhension était prépondérant. Par conséquent, très peu d'études quantitatives ont été menées. Depuis la fin des années quatre-vingt, un intérêt grandissant pour les matériaux non-métalliques comme les céramiques, les polymères et les composites à matrice polymérique a été noté. Grâce à sa nature sans contact, la technique "laser-ultrasons" est devenue un outil très important dans les domaines de la caractérisation et du contrôle non-destructif de ces matériaux. Le mécanisme de la génération d'ultrasons par laser dans les matériaux non-conducteurs est dicté par l'absorption optique. Une variation de la largeur à mi-hauteur du précurseur en β^{-1} (β étant le coefficient d'absorption optique) a été mentionnée par Wetsel³³ dès 1983. En 1994, Dubois et al¹⁴ ont fait une étude théorique de la génération 1-d dans un matériau non-métallique et ont pu relier quantitativement la largeur à mi-hauteur du précurseur à l'inverse du coefficient d'absorption optique. Une année plus tard, Enguehard²⁸ utilise une technique numérique de déconvolution du signal expérimental pour optimiser la mesure de ce coefficient. En régime 1-d, les amplitudes des déplacements engendrés sont faibles.

Dans le cas où l'atténuation ultrasonore due aux propriétés intrinsèques du matériau (viscosité, porosité...) est élevée, la mesure de β en régime 1-d peut s'avérer inadéquate. En régime 2-d, l'amplitude du précurseur est plus importante, et sa forme plus claire. Par conséquent, une mesure de β en régime 2-d s'avère être une alternative intéressante à explorer. Par ailleurs, il reste à établir une relation entre la largeur à mi-hauteur du précurseur et le coefficient d'absorption optique dans ce régime.

La caractérisation mécanique des matériaux par les techniques ultrasoniques classiques est bien connue³⁴. Des études de faisabilité de la caractérisation mécanique de matériaux isotropes et anisotropes par la technique "laser-ultrasons" ont été déjà publiées. Pour remonter aux propriétés mécaniques d'un matériau solide, on utilise des expressions découlant de la propagation d'ultrasons dans un milieu solide³⁵, expressions qui relient les vitesses ultrasonores aux constantes élastiques. Ces expressions ne prennent pas en compte les effets de convolution associés aux paramètres de la source acoustique sur les temps d'arrivée des ondes ultrasonores. Des études traitant de la modélisation du champ ultrasonore rayonné par une source acoustique dans un solide^{36,37,38} ont permis de prendre en compte la forme et la taille de la source acoustique ainsi que le profil temporel de l'excitation, sans pour autant estimer quantitativement leurs effets sur la précision de la mesure des vitesses ultrasonores. On retrouve ces mêmes approches dans quelques modèles de génération d'ultrasons par laser^{13,25,39}. Afin de faire des mesures de haute précision des vitesses ultrasonores, il est nécessaire de rendre négligeables les effets des paramètres liés à la source acoustique. Pour ce faire, on procède généralement à une

optimisation expérimentale des paramètres de la source. Une première solution consiste à travailler en régime "source large" et "recepteur large". Les fronts d'onde sont considérés comme étant plans, par conséquent la phase n'est pas affectée, et ainsi on s'affranchit des effets liés à la taille de la tache. Cependant, dans ce régime on ne peut engendrer que des ondes longitudinales, par conséquent on ne peut pas remonter à l'ensemble des constantes élastiques. Pour générer les deux ondes de volume à la fois, on doit travailler avec des tailles de la tache de génération finies. De plus, pour s'affranchir des effets liés à la taille de la tache (analysés à la section 3.2), on doit se placer en régime de "source ponctuelle et récepteur ponctuel". Dans le cas de la technique "laser-ultrasons", une telle procédure augmenterait la densité surfacique de puissance sur la surface du matériau. Une altération, dont l'importance est fonction du seuil de dommage du matériau, peut se produire en surface et parfois même en volume⁴⁰. Aussel et al⁴¹ ont établi, à l'aide d'une étude théorique, une relation entre l'effet de l'étalement de la source et la phase des déplacements engendrés, et ont pu estimer l'influence conséquente sur la précision des vitesses ultrasonores et apporter les corrections correspondantes, en régime thermoélastique et en régime d'ablation. Une autre façon de procéder dans ce sens consiste à faire des mesures des vitesses ultrasonores en s'assurant bien de ne pas endommager le matériau. Ceci peut se faire en diminuant la densité surfacique de puissance sur la surface de l'échantillon, par exemple en élargissant l'étendue surfacique de l'irradiation, ou dans le cas de certains lasers en augmentant la durée de l'impulsion. Il s'agit ensuite d'apporter une correction numérique aux effets de convolution en se basant sur des analyses quantitatives comme celles présentées dans le chapitre 3.

Dans le cas d'un matériau thermiquement non-conducteur, un troisième effet associé à la pénétration optique apparaît. Les résultats du chapitre précédent ont montré que ce dernier effet introduit des décalages significatifs sur les temps d'arrivée pour les pénétrations optiques élevées, en particulier dans le cas du temps de vol transversal. Pour rendre expérimentalement cet effet négligeable, il faudrait exciter l'échantillon à une longueur d'onde très peu pénétrante. Or ceci suppose la possibilité de varier la longueur d'onde de l'irradiation, ce qui est rarement possible.

Dans le chapitre précédent, on a présenté une analyse quantitative des effets des paramètres reliés à la source sur les caractéristiques du déplacement engendré à l'épicentre. Nous allons maintenant exploiter les résultats du troisième chapitre relatifs à la largeur à mi-hauteur du précurseur pour mesurer le coefficient d'absorption optique, et ce dans les deux régimes 1-d et 2-d. Les résultats seront discutés en terme de convenance de la méthode par rapport à la valeur du coefficient d'absorption optique à mesurer. Puis on présentera une approche qui permet de faire des mesures de haute précision des vitesses ultrasonores et des constantes élastiques par la technique "laser-ultrasons". Cette procédure consiste en une mesure des vitesses ultrasonores combinée à une correction numérique des effets de convolution basée sur une expression paramétrique des vitesses ultrasonores. On traitera également les cas des matériaux faiblement absorbants (pénétration optique élevée) et des matériaux à faible seuil de dommage.

4.2 Caractérisation optique

La possibilité de lier quantitativement la largeur à mi-hauteur du précurseur au coefficient d'absorption optique (ou à la profondeur de pénétration optique) a été établie dans le chapitre précédent. En régime 1-d, le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ (où $\Delta t_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur du précurseur et t_l est le temps de vol longitudinal) présente une variation en $1/\beta d$ pour des absorbances (βd) comprises entre 1.5 et 60. En régime 2-d, on a observé deux comportements linéaires de ce rapport en fonction de βd : une variation en $(1/\beta d)^{1/2}$ pour des absorbances (βd) comprises entre 20 et 60, et une variation en $1/\beta d$ pour des absorbances (βd) comprises entre 1.5 et 20. Une évaluation de β en régime 2-d s'avère donc possible. Dans cette section, on procèdera à la mesure du coefficient d'absorption optique (β) à 1064 nm de plusieurs verres, d'abord en régime 1-d, ensuite en régime 2-d. Les résultats seront discutés en terme de régime le plus adéquat par rapport à l'ordre de grandeur de la valeur du coefficient d'absorption optique adimensionné.

4.2.1 Mesure du coefficient d'absorption optique en régime uniforme (1-d)

4.2.1.1 Procédure

La figure (4.1) représente les variations du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ (où $\Delta t_{1/2}$ est la largeur à mi-hauteur du précurseur et t_l le temps de vol longitudinal) en fonction de l'absorbance (βd) pour une durée d'impulsion très courte et pour une durée d'impulsion quelconque. On peut remarquer que la durée de l'impulsion a un effet sur la pente de la droite dans la zone de variation linéaire ($1.5 \leq \beta d \leq 60$). Pour prendre en compte cet

effet, on exprime la relation existant, dans cet intervalle, entre le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ et l'absorbance (βd) comme suit:

$$(\Delta t_{1/2})/t_l = a (\tau / t_l) \cdot (\beta d)^{b(\tau / t_l)} \quad (4.1)$$

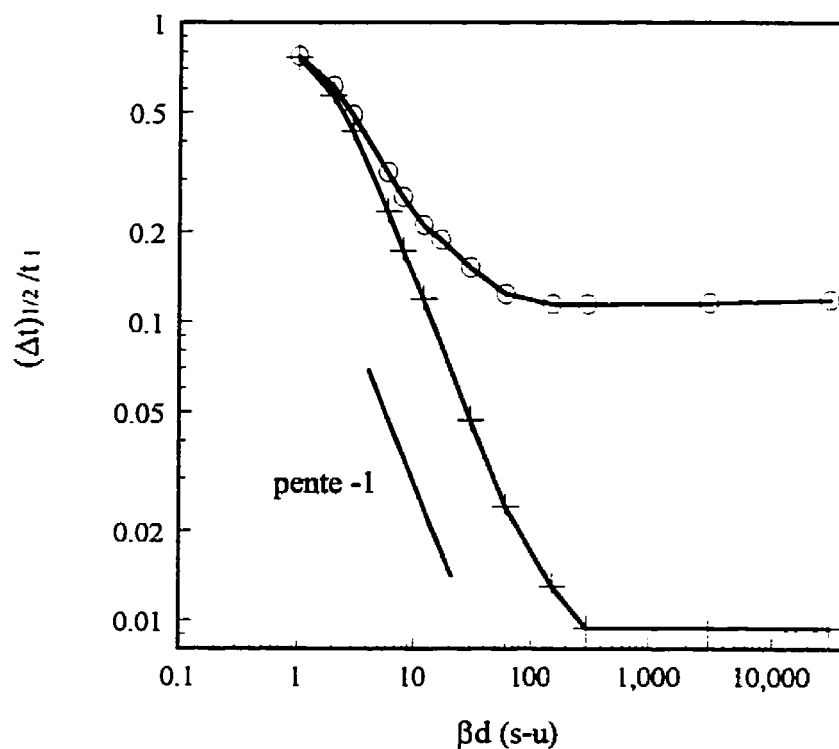
où a et b sont deux facteurs représentant les effets de la durée de l'impulsion, (on rappelle que τ est le temps de montée de l'impulsion laser). Le coefficient d'absorption optique est alors déduit de l'équation (4.1). L'épaisseur de l'échantillon est mesurée à l'aide d'un micromètre, le rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ est mesuré à partir du signal expérimental. Les coefficients a et b sont déterminés à partir de la courbe représentant les variations de $(\Delta t_{1/2})/t_l$ en fonction de (βd) (figure 4.2) en appliquant une régression linéaire à la portion linéaire ($1.5 \leq \beta d \leq 60$) (figure 4.3). Cette courbe a été obtenue en utilisant la valeur de la durée de l'impulsion utilisée dans l'expérience (16 ns).

4.2.1.2 Expériences et résultats

Quatre verres Schott dont les coefficients d'absorption optiques adimensionnés (βd) sont compris entre 1.6 et 30 ont été choisis : le NG 11 avec $\beta d = 1.6$, le NG 4 avec $\beta d = 3.6$, le NG 9 avec $\beta d = 9$ et le BG-18 avec $\beta d = 30$. Les propriétés physiques de ces verres sont reportées au tableau 3.1. Le montage expérimental correspond à celui décrit à la section 2.3.2. La durée de l'impulsion était de 16 ns, ce qui correspond à un temps de montée adimensionné de l'impulsion de 0.012.

Cette valeur a été injectée dans les simulations et a permis le tracé des variations du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ en fonction de βd (figure 4.2). Une régression linéaire a été appliquée à la portion linéaire de la courbe ($1.5 \leq \beta d \leq 60$), comme montré sur la figure 4.3. Les coefficients a et b ont été déduits suivant la procédure décrite ci-dessus, leurs valeurs sont respectivement de 0.90 et -0.73.

Les déplacements expérimentaux ayant servi à la mesure expérimentale du rapport $(\Delta t_{1/2})/t_l$ pour chaque échantillon sont présentés sur la figure 4.4. Les coefficients d'absorption optique sont calculés à partir de l'équation (4.1); les résultats sont reportés sur le tableau 4.1. Les coefficients d'absorption optique donnés par le fabricant et ceux calculés selon l'approche théorique proposée par Dubois¹⁴ ($\Delta t_{1/2} = (\text{Ln}4 / \beta V_l) + 2.20 \cdot \tau$, où V_l est la vitesse longitudinale et τ le temps de montée de l'impulsion laser) sont également reportés sur ce tableau. Ces résultats seront discutés à la section 4.2.3 en comparaison avec ceux obtenus en régime 2-d.



+	+	Impulsion très courte	$(\tau/t_1) = 0.0001$
o	o	Impulsion longue	$(\tau/t_1) = 0.05$

Figure 4.1: Variations du rapport $(\Delta t)^{1/2}/t_1$ en fonction de l'absorbance βd en régime l-d, pour une durée d'impulsion très courte et pour une durée d'impulsion longue.

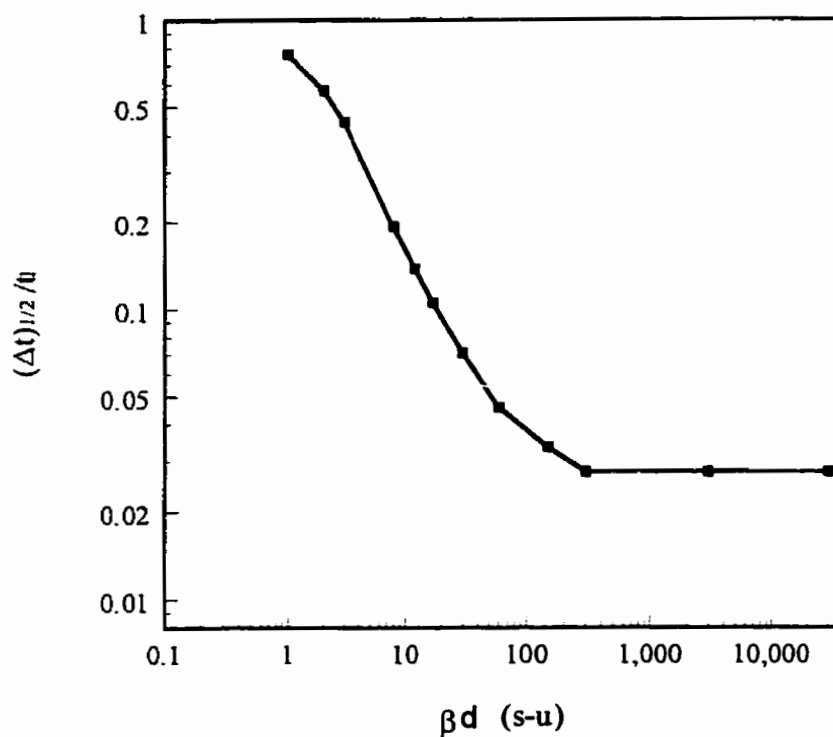


Figure 4.2: Variations du rapport $(\Delta t)_{1/2}/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime l-d, pour une durée d'impulsion mesurée expérimentalement de 16 ns.

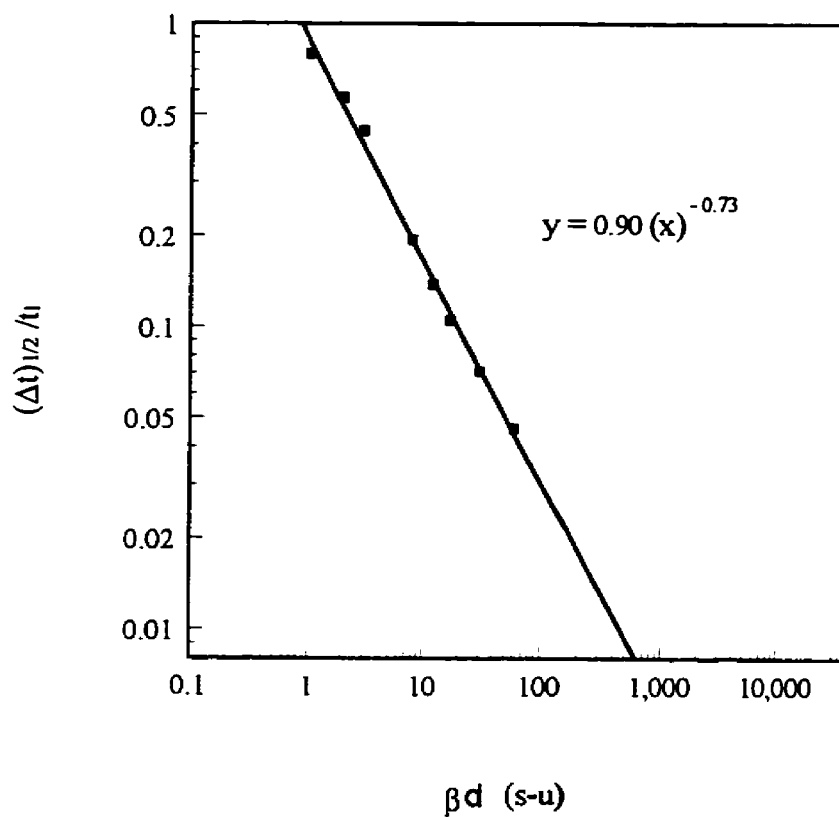


Figure 4.3: Variations du rapport $(\Delta t)_{1/2}/t_1$ en fonction de l'absorbance βd en régime 1-d. Le trait plein représente la courbe obtenue par régression linéaire.

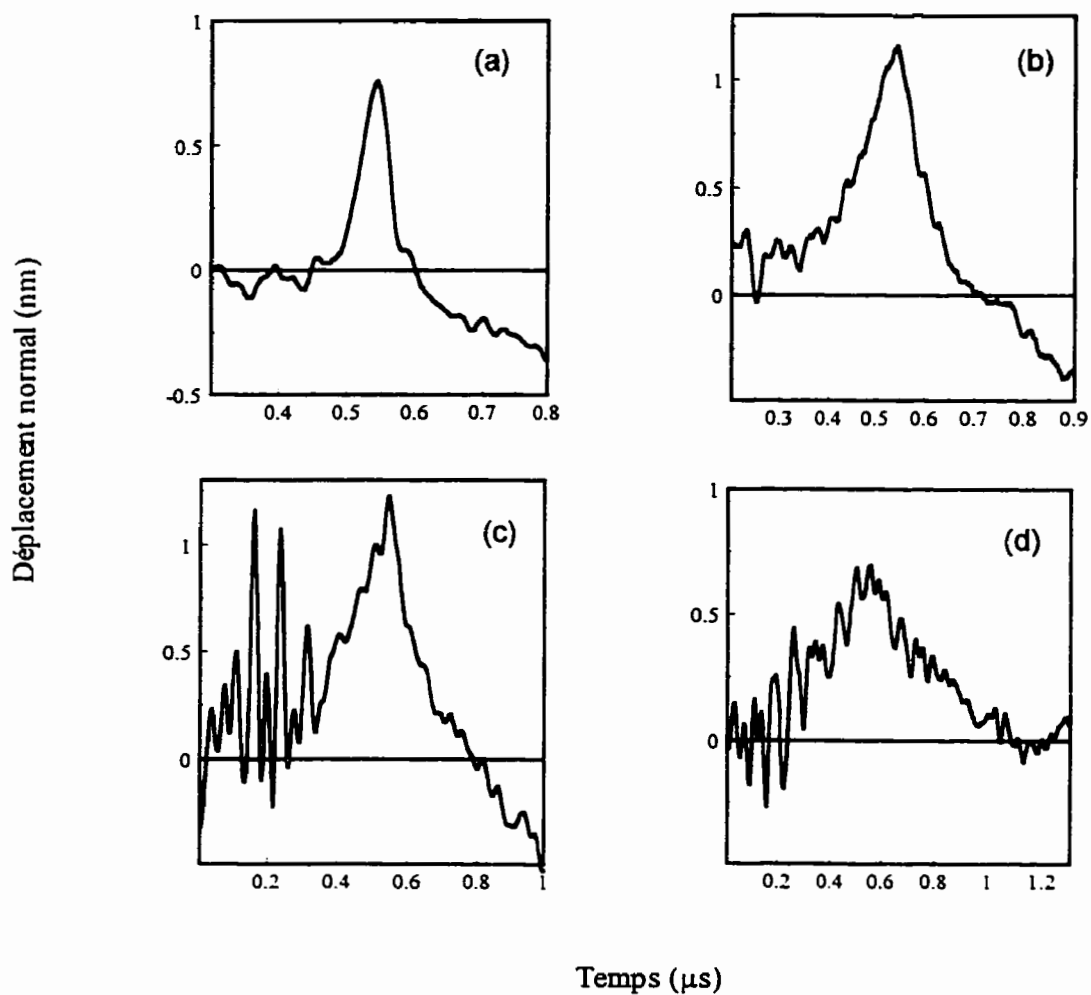


Figure 4.4: Précurseur expérimental en régime d'irradiation uniforme: (a) verre Schott BG-18, (b) verre Schott NG-9, (c) verre Schott NG-4 et (d) verre Schott NG-11.

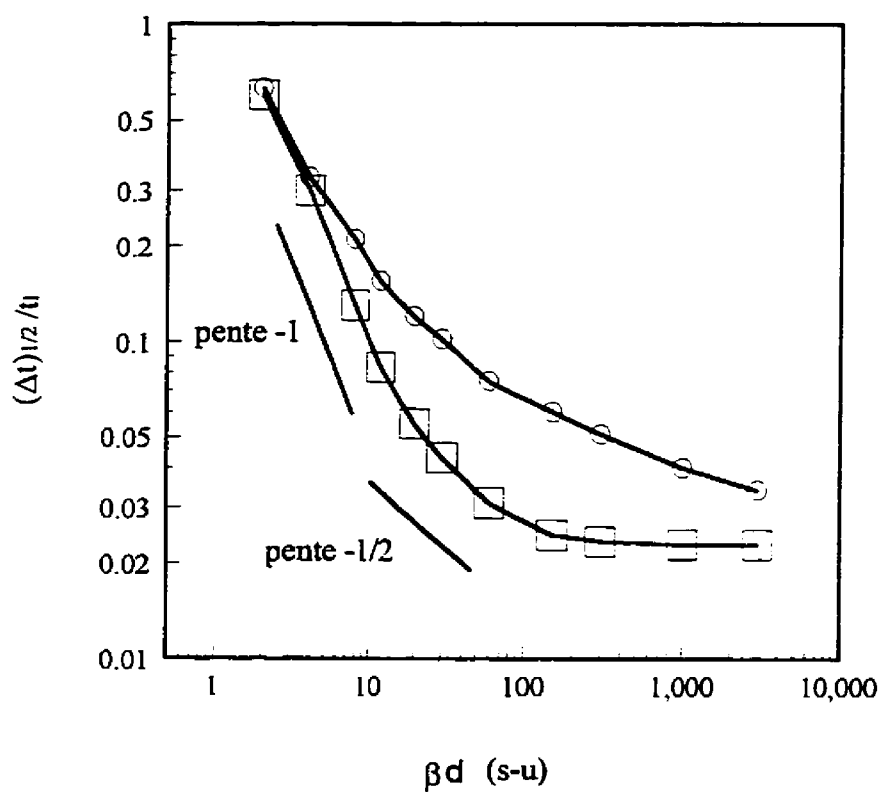
Echantillons de verre Schott →	BG-18	NG-9	NG-4	NG-11
épaisseur mesurée (μm)	3098	3055	3065	3099
$\Delta t_{1/2}$ (ns)	43	127	170	330
t_1 (ns)	544	544	544	555
$(\Delta t_{1/2})/t_1$ mesuré	0.079	0.23	0.31	0.60
Coefficients théoriques				
a	0.90	0.90	0.90	0.90
b	-0.73	-0.73	-0.73	-0.73
Coefficient d'absorption optique (m^{-1})				
mesuré par cette approche	9044	2122	1405	562
donné par le fabricant	9259	3333	1238	526
calculé théori- quement ¹⁴	5664	1973	1459	745

Tableau 4.1: Récapitulatif des résultats de mesure du coefficient d'absorption optique en régime l-d.

4.2.2 Mesure de β en régime 2-d

La procédure de mesure du coefficient d'absorption optique en régime 2-d est identique à celle utilisée en régime 1-d. La variation du rapport $(\Delta t)_{1/2} / t_l$ en fonction du coefficient d'absorption optique adimensionné (βd) est représentée sur la figure 4.5 pour une durée d'impulsion courte et une durée d'impulsion longue. On rappelle que deux zones de variation linéaire ont été observées, la première en $(1/\beta)^{1/2}$, et la seconde en $1/\beta$. Sur la figure 4.5, on peut observer l'effet de la durée de l'impulsion sur les pentes des droites dans ces zones de variation linéaire.

Afin de tenir compte de cet effet dans les mesures expérimentales, on a utilisé l'équation (4.1) pour le calcul de β . Les coefficients a et b sont fonction de la durée de l'impulsion (τ/t_l) et de la taille de la tache (d/σ). Ces coefficients ont été déterminés suivant l'approche adoptée en régime 1-d donc par régression linéaire (figure 4.7 et 4.8). Les échantillons choisis sont identiques à ceux utilisés en régime 1-d, à savoir le NG-11, le NG-4, le NG-9 et le BG-18. La configuration expérimentale est décrite à la section 2.2.3. Les signaux expérimentaux ayant servi à la mesure du rapport $(\Delta t)_{1/2} / t_l$ sont représentés sur la figure 4.9. La durée de l'impulsion était de 16 ns, ce qui correspond à un temps de montée adimensionné de 0.012. Le rayon gaussien à $1/e^2$ était de 1.5 mm, ce qui correspond à une valeur du paramètre (d/σ) de 2. Les résultats sont reportés sur le tableau 4.2, ils seront discutés dans la section suivante.



☐	Impulsion courte	$(\tau/t_i) = 0.001$
☐	Impulsion longue	$(\tau/t_i) = 0.08$

Figure 4.5: Variations du rapport $(\Delta t)^{1/2}/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d, pour une durée d'impulsion très courte et pour une durée d'impulsion longue.

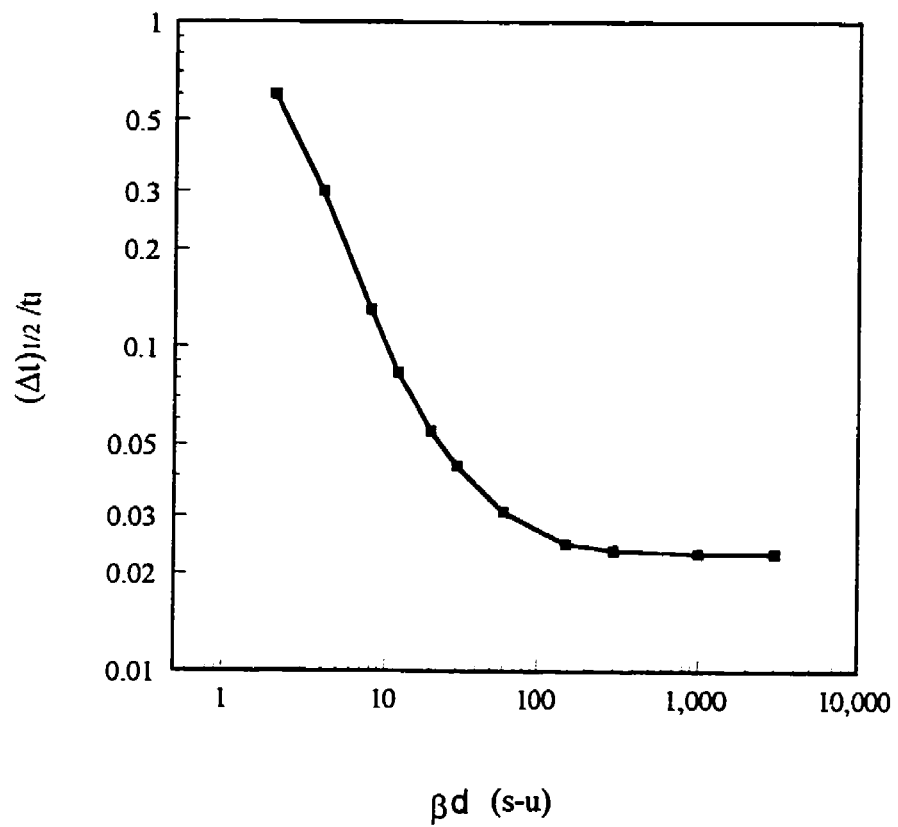


Figure 4.6: Variations du rapport $(\Delta t)^{1/2}/t_i$ en fonction de l'absorbance βd en régime 2-d ($\sigma = 1.5 \text{ mm}$), pour une durée d'impulsion mesurée expérimentalement de 16 ns.

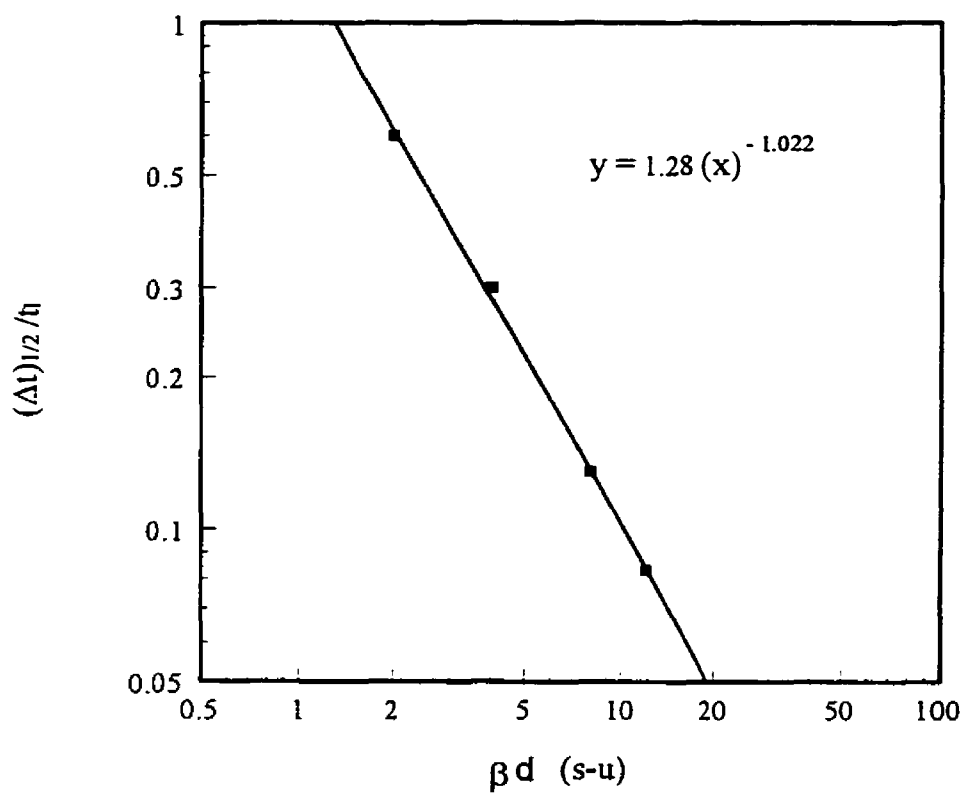


Figure 4.7: Variation du rapport $(\Delta t)^{1/2}/\eta$ en fonction du coefficient d'absorption optique adimensionné en régime 2-d ($\sigma = 1.5 \text{ mm}$). Le trait plein représente la courbe obtenue par regression linéaire dans l'intervalle $[1.5, 20]$.

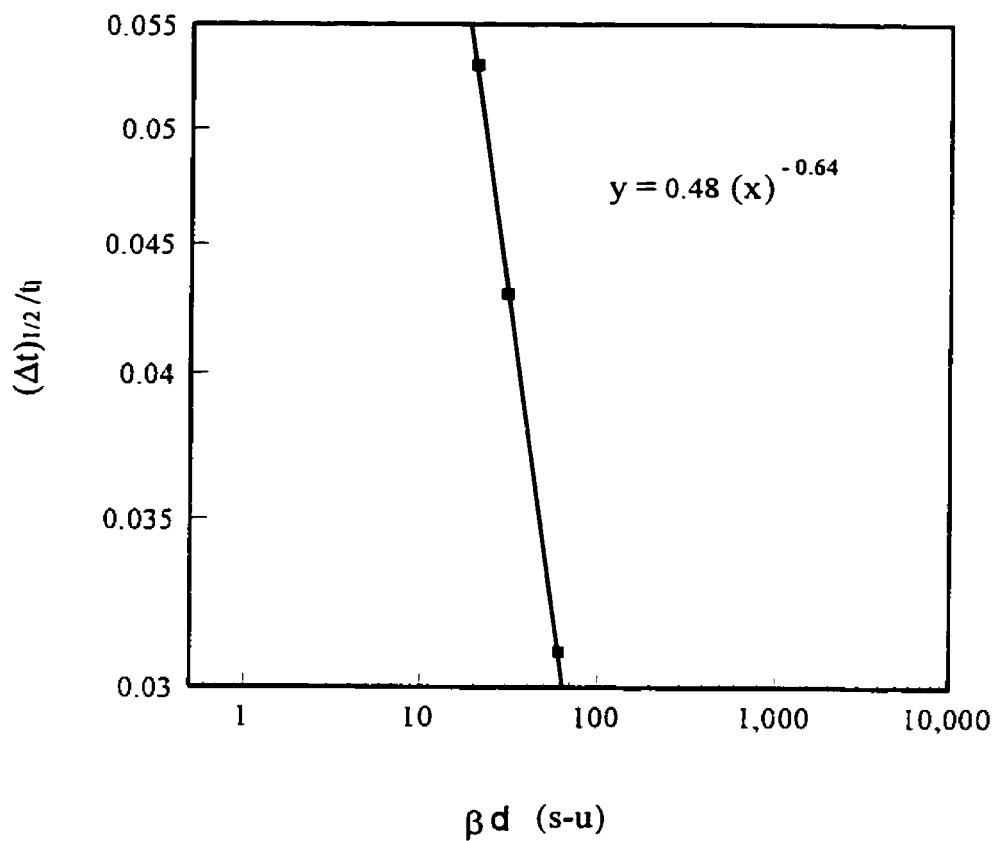


Figure 4.8: Variation du rapport $(\Delta t)_{1/2}/t_0$ en fonction du coefficient d'absorption optique adimensionné en régime 2-d ($\sigma = 1.5 \text{ mm}$). Le trait plein représente la courbe obtenue par regression linéaire dans l'intervalle $[20, 70]$.

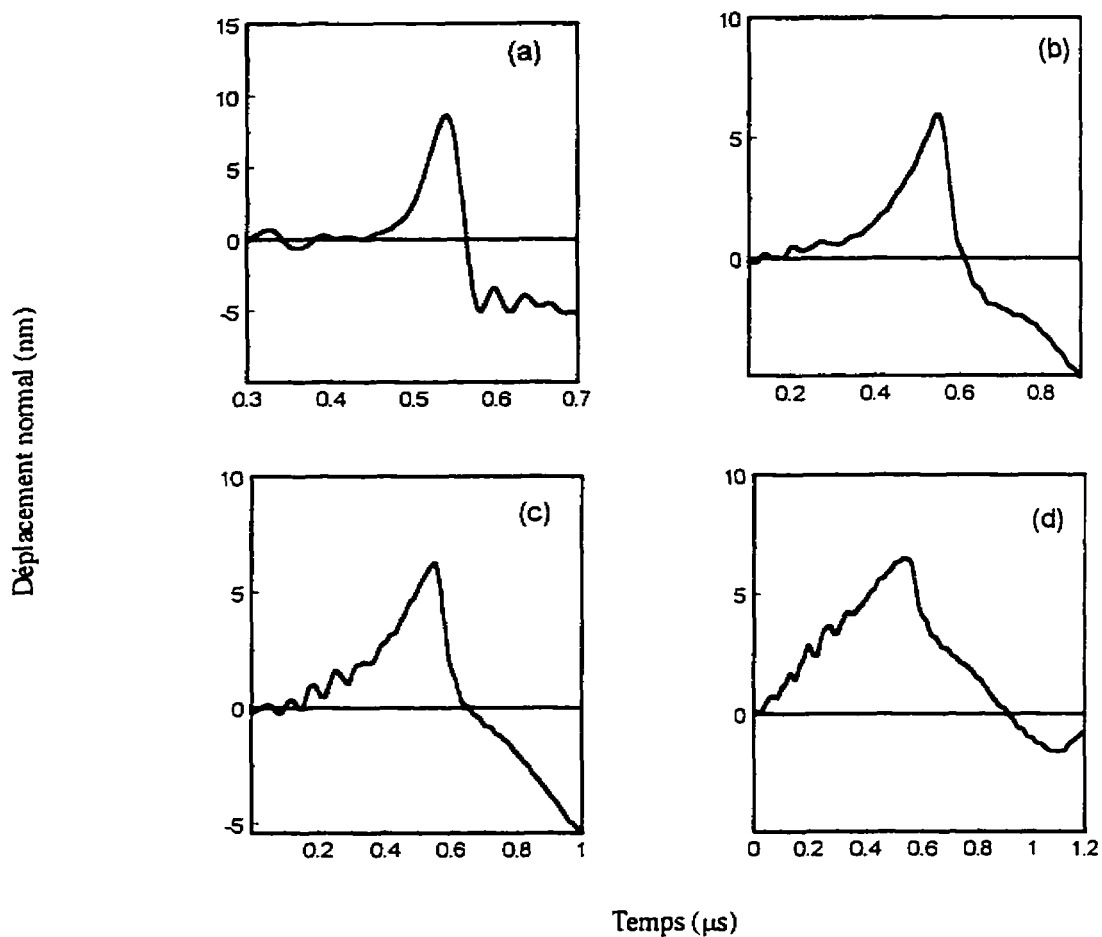


Figure 4.9: Précurseur expérimental en régime 2-d ($\sigma=1.5$ mm):
 (a) verre Schott BG-18, (b) verre Schott NG-9, (c) verre Schott NG-4 et (d) verre Schott NG-11.

Échantillons de verre Schott →	BG-18	NG-9	NG-4	NG-11
épaisseur mesurée (μm)	3098	3055	3065	3099
$\Delta t_{1/2}$ (ns)	40	112	171	373
t_1 (ns)	538	546	548	534
$(\Delta t_{1/2})/t_1$ mesuré	0.074	0.20	0.36	0.79
Coefficients théoriques				
a	0.48	1.28	1.28	1.28
b	-0.64	-1.02	-1.02	-1.02
Coefficient d'absorption optique (m^{-1})				
mesuré par cette approche	6115	2013	1311	583
donné par le fabricant	9259	3333	1238	526

Tableau 4.2: Récapitulatif des résultats de mesure du coefficient d'absorption optique en régime 2-d.

4.2.3 Discussion et conclusion

Dans l'ensemble, on note un bon accord entre les valeurs du coefficient d'absorption optique obtenues par cette approche et celles données par le fabricant, sauf dans le cas du NG 9. Nous considérons que pour ce matériau, la valeur donnée par le fabricant n'est pas bonne probablement à cause d'une erreur de frappe. En effet, Enguehard et al²⁸ ont mesuré le coefficient d'absorption optique du NG-9 à 1064 nm d'abord avec la technique "laser-ultrasons" puis en transmission modulée, leurs résultats se trouvent être très proches des nôtres.

En régime 1-d, on constate un très bon accord entre les valeurs mesurées et celles données par le fabricant. Par contre, en régime 2-d, l'accord est bon dans le cas des verres NG 4 et NG 11, mais un écart relativement important est observé pour le verre BG 18. Ce qui peut être lié au fait qu'on aurait atteint les limites en bande passante de la sonde de détection. Ceci laisse penser qu'une mesure du coefficient d'absorption optique en régime 1-d est dans l'ensemble adéquate dans le cas des matériaux qu'on peut nommer "semi-opaques" ($20 \leq \beta d \leq 60$) et "semi-transparentes" ($\beta d \leq 20$). Par contre en régime 2-d, avec notre configuration expérimentale, une mesure raisonnable de β n'est possible que pour les matériaux dont le coefficient d'absorption optique adimensionné est inférieur à 20 (les matériaux "semi-transparentes"). Etant donné que l'intérêt premier du travail présenté à cette section est d'étudier la faisabilité d'une mesure de β en tenant compte des effets de convolution par la taille de la tache et la durée de l'impulsion (en particulier en régime 2-d), on n'a pas jugé nécessaire d'effectuer une étude de sensibilité poussée.

Cependant, pour avoir une idée sur les précisions des mesures, on a calculé l'erreur relative pour le cas de la mesure du coefficient d'absorption optique du verre BG-18 en régime 1-d, qui valait environ 10%.

4.3 Caractérisation mécanique

4.3.1 Introduction

Beaucoup de nouvelles technologies ont abouti au développement de nouveaux matériaux (céramiques, polymères et composites) ayant des propriétés mécaniques et thermiques intéressantes, et souvent destinés à des applications particulières (aéronautique, aérospatiale,...). La connaissance des propriétés mécaniques, et en particulier des constantes élastiques est alors d'une grande importance. Les constantes élastiques sont souvent déterminées à l'aide des techniques ultrasoniques.^{34,42}

La technique "laser-ultrasons" constitue depuis quelques années un outil important dans ce domaine grâce aux solutions qu'elle apporte, qui contournent les principales limitations rencontrées par les techniques classiques piézo-électriques. Vers la fin des années quatre-vingt, des travaux^{41,43,44,45} ont montré la faisabilité de la mesure des vitesses ultrasonores et des constantes élastiques de matériaux isotropes et anisotropes par cette technique "laser-ultrasons". Les résultats étaient convaincants, même dans des situations expérimentales compliquées (échantillons portés à haute température, géométries courbes,...). Aussel et Monchalim⁴¹ ont effectué un travail très minutieux pour mesurer les vitesses ultrasonores et les constantes élastiques d'un matériau composite. Ils

ont montré que la technique "laser-ultrasons" est aussi précise que la technique piézo-électrique classique ("pulse-écho"). Cependant, le rapport signal-sur-bruit est faible, particulièrement dans le cas de matériaux présentant une forte atténuation ultrasonore (liée à l'absorption, la diffusion ou la diffraction ultrasonores). Le meilleur rapport signal-sur-bruit est obtenu en régime d'ablation. Mais des mesures dans ce régime présentent un sérieux inconvénient: l'endommagement du matériau. Dans les applications industrielles, la mesure est souvent répétée dans les mêmes conditions expérimentales, avec entre autres, la même densité surfacique de puissance déposée sur la surface de l'échantillon. Le matériau peut alors être sérieusement détérioré, comme montré sur la figure 4.10. Dans cette expérience, l'énergie de l'impulsion est de 44 mJ. Le faisceau laser est focalisé à l'aide d'une lentille convergente sur la surface de l'échantillon, de façon à le rétrécir au maximum. La fréquence de répétition du laser est de 5 Hz, et l'échantillon est une plaque de PVC de 2 mm d'épaisseur. Trois expériences ont été faites: la première a été arrêtée après 50 impacts (figure 4.10.a), la seconde après 100 impacts (figure 4.10.b), et la dernière après 500 impacts (figure 4.10.c). On note un dommage en surface qui augmente avec le nombre d'impacts, et un dommage progressif en profondeur provoquant un trou à la fin de la troisième expérience. En contrôle non-destructif, on doit impérativement garder intact l'échantillon pendant le test. Pour ce faire, on doit s'assurer que la densité surfacique de puissance déposée sur la surface de l'échantillon est bien en-deça du seuil de dommage du matériau. En pratique, pour une énergie donnée, on peut par exemple étendre la tache sur la surface de l'échantillon, tout en s'assurant que les arrivées des ondes longitudinale et transversale soient clairement identifiées. On peut alors mesurer les

vitesses ultrasonores et remonter aux différentes constantes élastiques à l'aide des équations de Christoffel. Cependant, l'une des conséquences de l'élargissement de la tache est le décalage introduit sur les temps d'arrivée des ondes ultrasonores, ce décalage étant une fonction croissante de la taille de tache comme montré au chapitre 3. Afin de faire des mesures de haute précision, il devient nécessaire de corriger cet effet.

Comme on s'intéresse dans ce travail aux matériaux thermiquement non-conducteurs, un autre paramètre, la profondeur de pénétration optique, doit aussi être considéré. Les résultats du chapitre 3 (figure 3.15), montrent aussi que des décalages non négligeables liés à ce paramètre peuvent être introduits sur les temps de vol ultrasonores. Sa prise en compte devient dans ces cas nécessaire.

Dans cette section, on reprendra les résultats du chapitre 3 concernant les temps d'arrivée en terme de l'erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores par les paramètres liés à la source laser. Ensuite, on proposera une approche qui permet une mesure de haute précision de ces vitesses ainsi que des constantes élastiques.

Pour valider notre approche, on a choisi deux matériaux, les verres Schott BG 18 et NG 11. Les propriétés mécaniques de ces deux verres sont quasiment identiques, et les profondeurs de pénétration optique à 1064 nm sont respectivement de 108 μm et de 1900 μm , ce qui permet de tester notre approche sur un matériaux faiblement absorbant le NG 11 (l'effet de la pénétration optique est non négligeable).

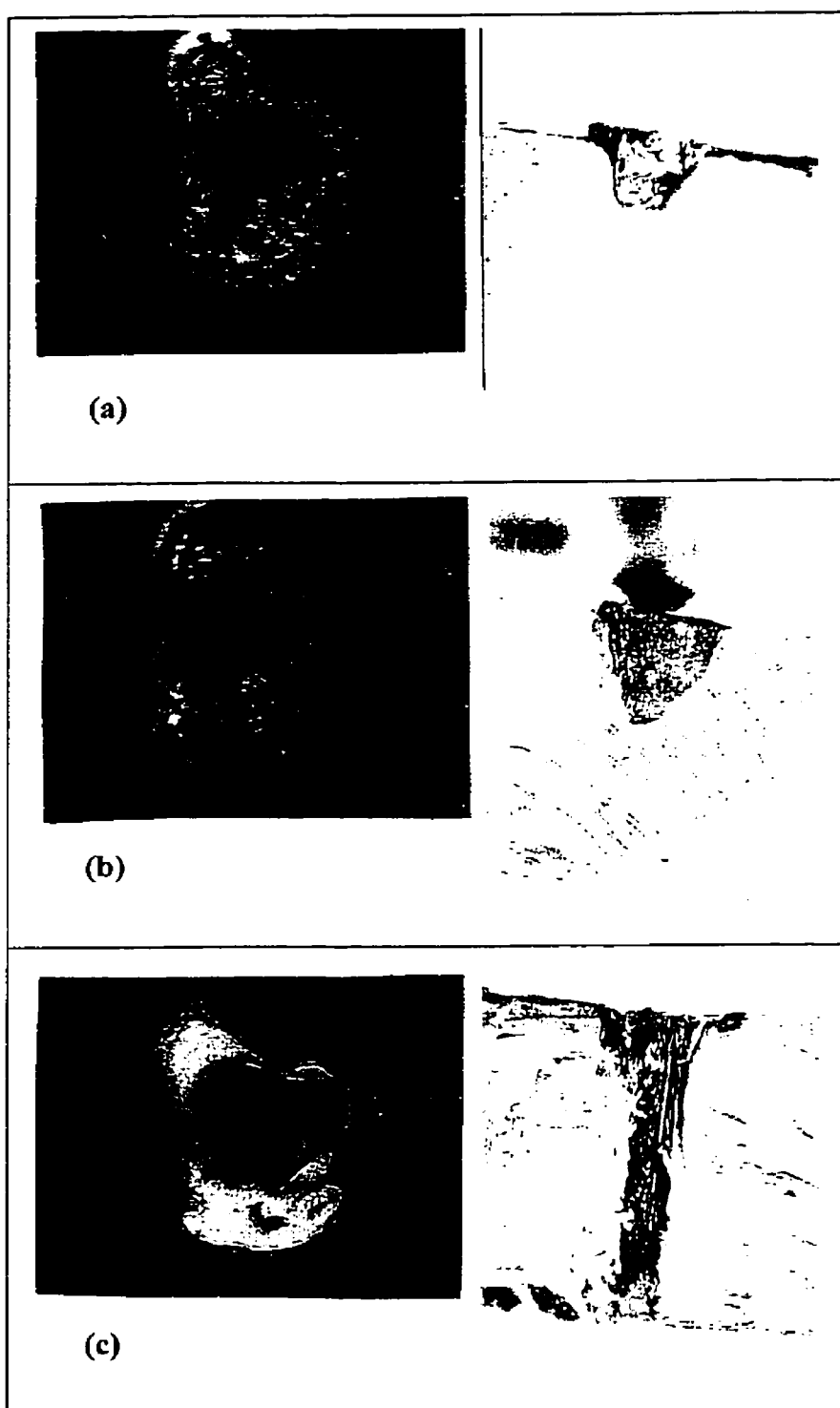


Figure 4.10: Endommagement du PVC par impact laser. (a): après 50 impacts, (b): après 100 impacts, (c): après 500 impacts. Les photos à gauche montrent l'altération en surface et celles à droite montrent l'altération en volume.

4.3.2 Effets des paramètres liés à la source sur les vitesses ultrasonores

4.3.3.1 Rappels théoriques

Dans un matériau non-conducteur, le champ d'élévation de température est dicté par la pénétration optique. En un point d'observation donné, le profil temporel du déplacement engendré résulte de convolutions temporelles entre la taille de la tache, la durée de l'impulsion et la profondeur de pénétration optique. Le champ de déplacement peut être exprimé de façon symbolique à l'aide de la relation suivante:

$$u(t) = u_1(\beta) \otimes u_2(\sigma) \otimes u_3(\tau) \quad (4.2)$$

où β est le coefficient d'absorption optique à la longueur d'onde de l'irradiation, σ le rayon gaussien à $1/e^2$ du profil surfacique de celle-ci, et τ le temps de montée de l'impulsion. $\otimes$ symbolise la convolution. u_1, u_2 et u_3 sont respectivement les contributions de la pénétration optique, de la taille de la tache et de la durée de l'impulsion.

Dans le modèle décrit au chapitre 2, ces trois convolutions sont respectivement représentées par les trois paramètres adimensionnés: βd , d / σ et τ / t_l , où d est l'épaisseur de l'échantillon et t_l le temps de vol longitudinal à travers celui-ci.

4.3.2.2 Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores

La vitesse de propagation d'une onde acoustique dans un milieu quelconque s'exprime par la simple relation:

$$V = d / t \quad (4.3)$$

avec d la distance parcourue et t le temps de parcours. L'erreur relative correspondante est:

$$\Delta V / V = \Delta d / d + \Delta t / t \quad (4.4)$$

L'erreur sur l'épaisseur est liée à l'instrument de mesure utilisé. toute source d'erreur additionnelle sur la vitesse ne peut provenir que d'une erreur supplémentaire sur le temps d'arrivée. D'autre part, on peut considérer que l'erreur absolue sur le temps d'arrivée (Δt) est le résultat d'une somme d'erreurs, chacune ayant une origine expérimentale définie (pas d'échantillonnage imposé par l'appareil d'acquisition des signaux, alignement du laser, caractéristiques de la source laser, ...). Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse à l'erreur introduite par les paramètres reliés à la source (taille de la tache, durée de l'impulsion, et longueur d'onde ou pénétration optique). A cette fin, on décompose l'erreur absolue totale Δt en deux composantes principales comme suit:

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 \quad (4.5)$$

Δt_1 représente l'erreur liée aux " paramètres-source " et Δt_2 l'erreur liée aux autres paramètres de la mesure.

L'erreur relative induite sur les vitesses acoustiques s'écrit alors:

$$\Delta V / V = \Delta d / d + \Delta t_1 / t + \Delta t_2 / t \quad (4.6)$$

où $(\Delta t_1 / t)$ est l'erreur qui nous intéresse, à savoir l'erreur additionnelle introduite par les "paramètres-source".

4.3.2.3 Analyse quantitative

L'erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores par chaque "paramètre-source" indépendamment des autres paramètres-source est déduite à partir des décalages introduits par ce paramètre sur les temps d'arrivée (résultats du chapitre 3). Les erreurs relatives additionnelles introduites sur les vitesses longitudinale et transversale en fonction du paramètre (d / σ) (taille de la tache) sont respectivement représentées sur les figures 4.11.a et 4.11.b. Dans l'intervalle $[1,15]$ de d/σ , on atteint des erreurs additionnelles de 2 % pour la vitesse longitudinale et de 15 % pour la vitesse transversale. La précision de nos mesures était respectivement de 0.6 % pour la vitesse longitudinale et 0.4 % pour la vitesse transversale. Le paramètre (d/σ) de nos expériences valait 2, ce qui correspond à des erreurs relatives additionnelles d'environ 1.3 % pour la vitesse longitudinale (figure 4.11.a) et d'environ 5 % pour la vitesse transversale (figure 4.11.b). Ces erreurs additionnelles (1.3 % et 5 %) ne sont donc pas négligeables devant les précisions des mesures (0.6 % et 0.4 %). Une correction est alors nécessaire.

Concernant l'erreur relative additionnelle introduite par la pénétration optique, les résultats relatifs aux vitesses longitudinale et transversale sont respectivement représentés par les figures 4.12.a et 4.12.b. Pour une durée d'impulsion courte (13 ns, une valeur proche de la durée d'impulsion de 16 ns utilisée dans nos expériences), on atteint des

erreurs additionnelles de 0.6 % pour la vitesse longitudinale et de 2 % pour la vitesse transversale. Ces valeurs correspondent à un paramètre (d/δ) représentant la pénétration optique d'environ 2. Il se trouve que dans une de nos expériences (le matériau faiblement absorbant NG-11), ce paramètre vaut 1.6. On peut donc raisonnablement retenir comme références ces erreurs relatives (0.6% et 2%) dans le cas de cette mesure.

L'erreur additionnelle introduite sur la vitesse longitudinale (0.6 %) est comparable à la précision de mesure (0.6 %). Par contre celle introduite sur la vitesse transversale (2%) reste nettement supérieure à la précision de la mesure (0.4 %) et par conséquent, elle doit être corrigée.

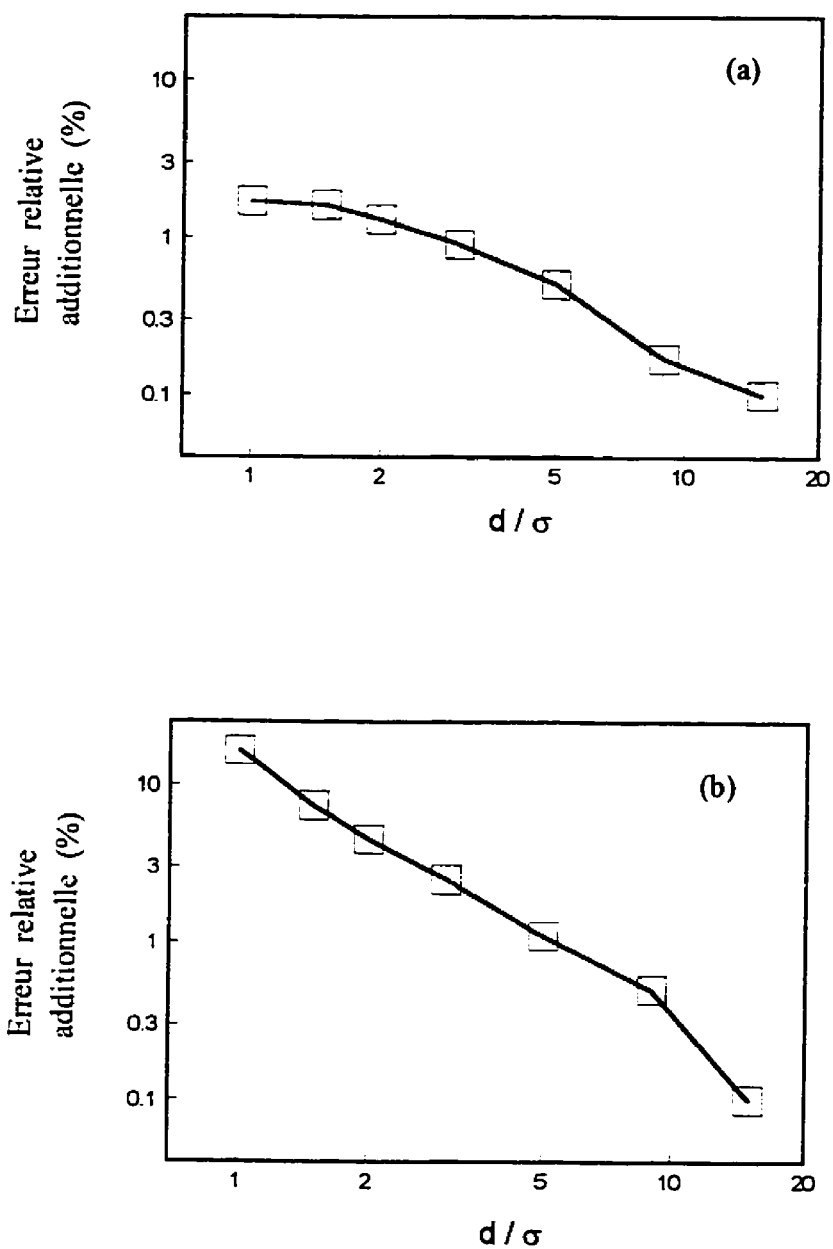


Figure 4.11 : Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores en fonction de la taille de la tache, (a) pour la vitesse longitudinale, (b) pour la vitesse transversale.

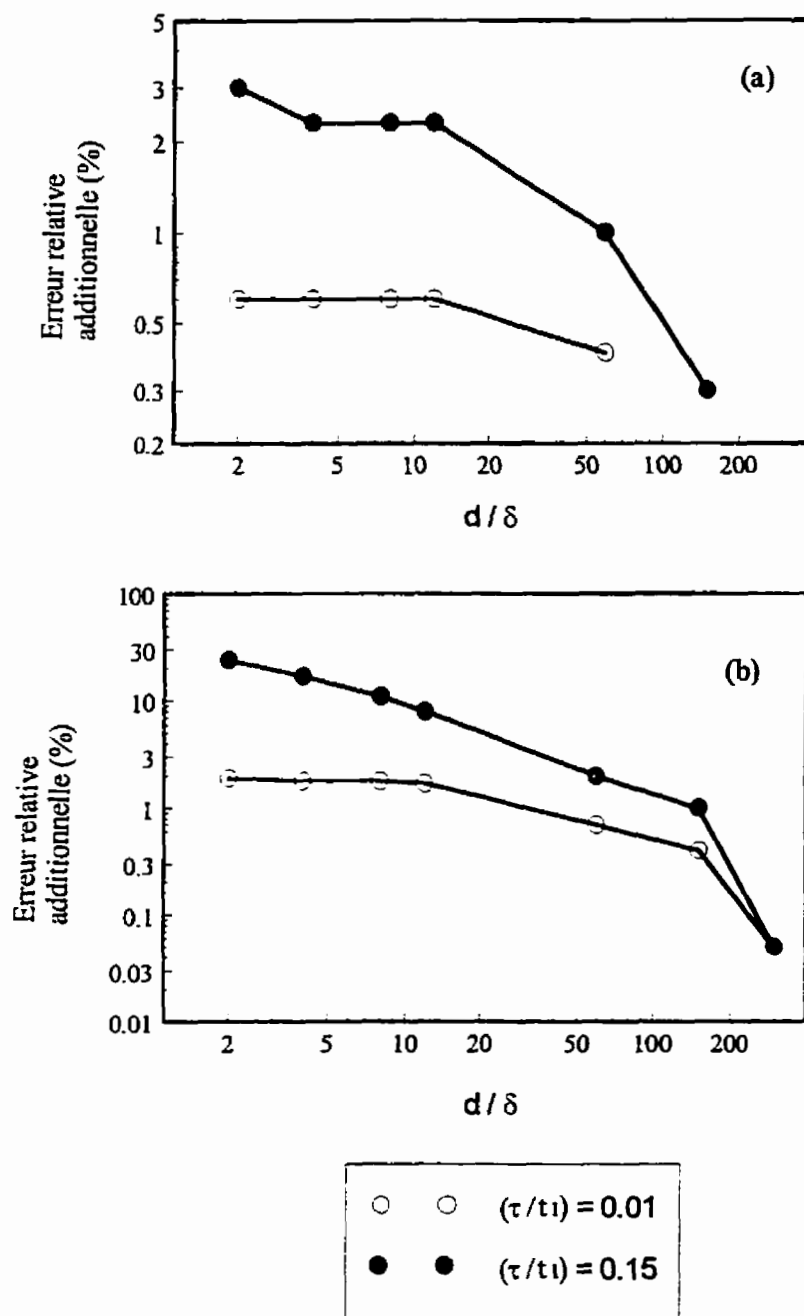


Figure 4.12 : Erreur relative additionnelle introduite sur les vitesses ultrasonores en fonction de la pénétration optique pour deux valeurs de la durée de l'impulsion. (a) pour la vitesse longitudinale, (b) pour la vitesse transversale.

4.3.2.4 Procédure de correction

Afin de faire des mesures de grande précision des vitesses ultrasonores, il est nécessaire de corriger les erreurs relatives additionnelles associées aux "paramètres-source", et en particulier lorsque celles-ci sont suffisamment importantes pour ne pas être négligées. La solution classique consiste en une optimisation expérimentale de ces paramètres, ce qui signifie une source quasiment ponctuelle et une pénétration optique faible. Le premier point implique une augmentation de la densité surfacique de puissance déposée sur la surface de l'échantillon, ce qui conduit, comme montré précédemment (figure 4.10), à une altération (en surface et parfois en volume) du matériau. Le second point suppose la possibilité de varier la longueur d'onde de l'irradiation, ce qui est rarement possible pour des raisons d'ordre pratique.

Comme alternative à cette solution expérimentale, on propose une correction numérique qui consiste à relier les temps de vol (ou les vitesses) mesurés aux temps de vol (ou aux vitesses) sans effets de convolution à l'aide de coefficients de correction estimés numériquement. Ceci peut s'exprimer mathématiquement par les équations suivantes:

$$t_{l,t} = a_{l,t} (\beta, \sigma, \tau). (t_{l,t})_0 \quad (4.7)$$

$$(V_{l,t})_0 = a_{l,t} (\beta, \sigma, \tau). (d / t_{l,t}) \quad (4.8)$$

$t_{l,t}$ représente les temps de vol longitudinal et transversal mesurés expérimentalement.

$(t_{l,t})_0$ représente les temps de vol longitudinal et transversal qui auraient été mesurés dans une expérience sans convolutions. $a_{l,t}$ représente les coefficients de correction

longitudinal et transversal qui sont fonction des trois "paramètres-source" β, σ, τ . Enfin $(V_{l,t})_0$ représente les vitesses longitudinale et transversale sans convolution.

La détermination des coefficients de correction est faite à l'aide du modèle bidimensionnel (décrit au chapitre 2) en deux étapes.

La première étape consiste à déterminer les temps de vol adimensionnés t_l^* et t_t^* avec les effets de convolution à l'aide des signaux simulés obtenus en utilisant les valeurs expérimentales des "paramètres-source".

La deuxième étape consiste à déterminer les temps de vol adimensionnés $(t_l^*)_0$ et $(t_t^*)_0$ sans effets de convolution à l'aide des signaux simulés obtenus en utilisant des valeurs optimales des "paramètres-source" (i.e. une pénétration optique faible, une source ponctuelle et une durée d'impulsion très courte).

Les coefficients a_l et a_t sont alors évalués en utilisant l'équation suivante déduite de l'équation (4.7):

$$a_{l,t}(\beta, \sigma, \tau) = (t_{l,t}^*) / (t_{l,t}^*)_0 \quad (4.9)$$

4.3.2.5 Expériences et résultats

Les échantillons utilisés sont le BG 18 et le NG 11. Les propriétés physiques de ces deux verres sont reportées au tableau 3.1. Rappelons que leurs pénétrations optiques à 1064 nm sont respectivement de 108 μm (matériau fortement absorbant) et 1900 μm (matériau faiblement absorbant).

La configuration expérimentale est celle décrite à la section 2.3. Le rayon gaussien à $1/e^2$ est de 1.5 mm, ce qui correspond à une valeur du paramètre (d / σ) de 2. La durée de l'impulsion est de 16 ns, ce qui correspond à un temps de montée adimensionné de 0.012. Pour les deux manipulations l'énergie de l'impulsion laser est de 44 mJ. Les déplacements expérimentaux détectés en face arrière et à l'épicentre sont représentés sur la figure 4.13. Les arrivées des ondes longitudinale et transversale y sont indiquées. Les épaisseurs des deux échantillons BG18 et NG 11 sont respectivement de 3098 μm et 3099 μm , ces épaisseurs ont été mesurées avec une précision de 0.1 %. Les précisions sur les temps de vol sont de 0.5 % pour le temps de vol longitudinal et 0.3 % pour le temps de vol transversal. Ces précisions sont reliées au pas d'échantillonnage de 2.5 ns imposé par l'oscilloscope. Les autres sources d'erreur sur les temps de vol n'ont pas été considérées car les extrema associés aux arrivées des ondes acoustiques sont clairement visibles sur des agrandissements des portions correspondantes de la figures 4.13 et l'erreur reliée à l'alignement est difficilement estimable. La précision des évaluations est donc de 0.6 % pour la vitesse longitudinale et de 0.4 % pour la vitesse transversale. Ces précisions restent valables pour les mesures effectuées avec des capteurs piézoélectriques, pour les mêmes raisons évoquées précédemment. Les constantes élastiques ont été déterminées à l'aide des relations suivantes découlant des équations de propagation acoustique dans un matériau solide isotrope³⁹ (équations de Christoffel):

$$(V_l)_0 = (C_{11} / \rho)^{1/2} \quad (4.10)$$

$$(V_t)_0 = (C_{44} / \rho)^{1/2} \quad (4.11)$$

$$C_{12} = C_{11} - 2C_{44} \quad (4.12)$$

où $(V_l)_0$ et $(V_t)_0$ sont respectivement la vitesse longitudinale et la vitesse transversale, sans effets de convolution. Les coefficients a_l et a_t ont été déterminés pour chaque expérience suivant la démarche décrite précédemment. Les vitesses ultrasonores ont été également mesurées à l'aide de transducteurs piézo-électriques (un transducteur de polarisation longitudinale de 10 MHz et un transducteur de polarisation transversale de 5 MHz) fonctionnant en mode "pulse-écho" à des fins de comparaison.

4.3.2.6 Discussion et conclusion

Les valeurs des vitesses ultrasonores et des constantes élastiques mesurées par "laser-ultrasons" avant et après correction sont reportées sur les tableaux 4.3 et 4.4. A des fins de comparaison, on a également reporté les valeurs mesurées par la technique piézo-électrique et celles données par le manufacturier. De façon générale, on note un très bon accord entre les vitesses et les constantes élastiques mesurées par la technique d'ultrasons engendrés par laser après correction et celles mesurées par la technique classique piézo-électrique. L'approche qu'on a proposée s'avère donc être une technique efficace, qui permet de faire de la caractérisation mécanique avec un degré de précision équivalent à celui des techniques classiques. En effet comme on pouvait s'y attendre les effets des convolutions temporelles sur les temps de vol sont d'emblée pris en compte dans les coefficients de correction. Par conséquent, une connaissance exacte des valeurs des "paramètres-source" ayant servi à l'expérience suffit pour éliminer complètement

leurs effets sur les vitesses mesurées. Notons enfin que les valeurs données par le fabricant présentent généralement un écart relativement important par rapport aux valeurs mesurées. Ceci est certainement dû au fait qu'elles ont été obtenues avec une méthode moins élaborée.

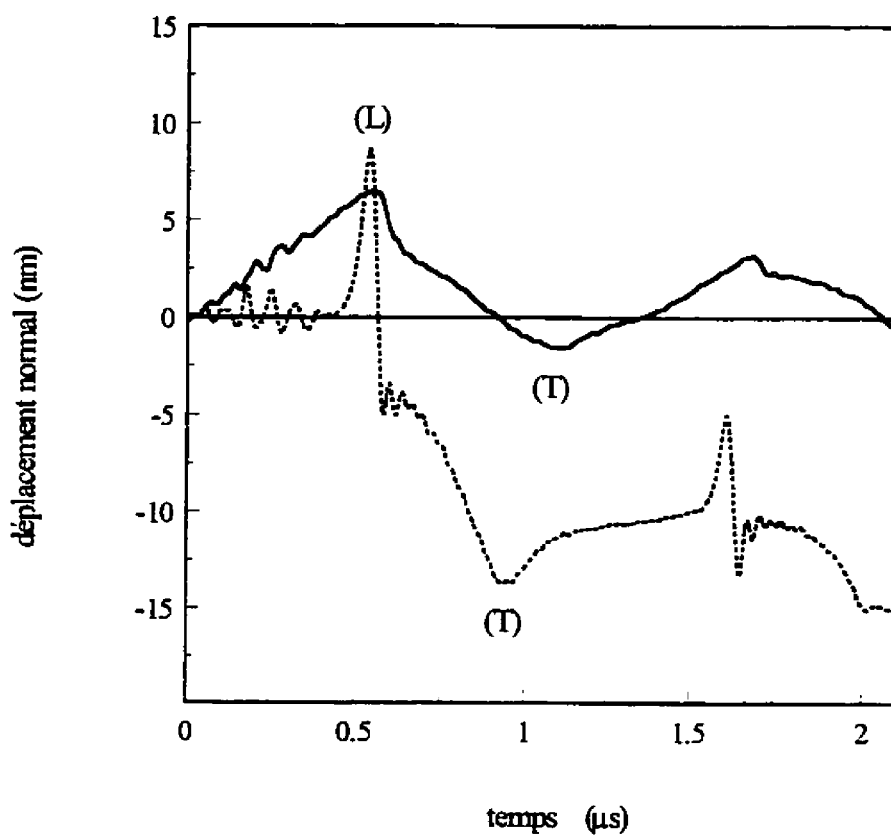


Figure 4.13: déplacements expérimentaux détectés à l'épicentre en face arrière de l'échantillon.

— échantillon faiblement absorbant (verre NG-11)

..... échantillon fortement absorbant (verre BG-18)

Échantillon fortement absorbant (verre BG-18)				
	"Laser-ultrasons"		"pulse-echo"	données par
	avant correction	après correction	(mesurées)	le fabricant
t_i (ns)	541 +/- 0.5 %	532	530 +/- 0.5 %	
t_r (ns)	940 +/- 0.3 %	896	894 +/- 0.3 %	
V_l (m/s)	5723 +/- 0.6 %	5820	5840 +/- 0.6 %	5632
V_t (m/s)	3297 +/- 0.4 %	3458	3465 +/- 0.4 %	3356
C_{11} (GPa)	88	91	91.5	85
C_{12} (GPa)	29.8	26.6	27.2	24.6
C_{66} (GPa)	29.1	32.1	32.2	30.2

Tableau 4.3: Vitesses ultrasonores et constantes élastiques d'un matériau fortement absorbant à 1064 nm, mesurées par la technique "laser-ultrasons" avant et après correction des effets des convolutions, mesurées à l'aide de transducteurs piézo-électriques fonctionnant en mode "pulse-echo" et données par le fabricant. Les coefficients théoriques de correction a_l et a_t valent respectivement 1.017 et 1.049.

Échantillon faiblement absorbant (NG-11)			
	"Laser-ultrasons" avant correction	"Laser-ultrasons" après correction	"pulse-echo" (mesurées)
données par le fabricant			
t_l (ns)	557 +/- 0.5 %	543	541 +/- 0.5 %
t_t (ns)	1019 +/- 0.3 %	931	928 +/- 0.3 %
V_l (m/s)	5565 +/- 0.6 %	5710	5726 +/- 0.6 %
V_t (m/s)	3041 +/- 0.4 %	3330	3338 +/- 0.4 %
C_{11} (GPa)	83	87.4	88
C_{12} (GPa)	33.4	28	28
C_{66} (GPa)	24.8	29.7	30

Tableau 4.4: Vitesses ultrasonores et constantes élastiques d'un matériau faiblement absorbant à 1064 nm, mesurées par la technique "laser-ultrasons" avant et après correction des effets des convolutions, mesurées à l'aide de transducteurs piézo-électriques fonctionnant en mode "pulse-echo" et données par le fabricant. Les coefficients théoriques de correction a_l et a_t valent respectivement 1.025 et 1.095.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a proposé une technique de mesure du coefficient d'absorption optique d'un matériau thermiquement non-conducteur à partir de signaux ultrasonores engendrés par laser. Une étude quantitative menée au chapitre 3 a permis de relier la largeur à mi-hauteur du précurseur au coefficient d'absorption optique. Une expression paramétrique reliant ces deux dernières grandeurs a été utilisée afin de tenir compte des effets de la durée de l'impulsion et de l'extension surfacique de la tache. Afin de couvrir une assez large gamme de valeurs du coefficient d'absorption optique à 1064 nm, on a choisi plusieurs verres colorés de propriétés optiques différentes. Des mesures en régimes 1-d et 2-d ont été réalisées. En régime 1-d, les coefficients d'absorption optique mesurés étaient en très bon accord avec ceux donnés par le fabricant. En régime 2-d, pour les matériaux "semi-transparents" (coefficient d'absorption adimensionné (βd) inférieur 20), les résultats étaient encore très satisfaisants. Par contre pour la gamme des matériaux "semi-opaques" (coefficient d'absorption adimensionné (βd) compris entre 20 et 60), un écart important a été noté entre les valeurs mesurées et celles données par le fabricant. Ceci peut être lié à la bande passante de la sonde de détection (40 Mhz). Ce qui restreint la gamme de mesure du coefficient d'absorption optique dans ce régime à celle des matériaux "semi-transparents".

Concernant la caractérisation mécanique, l'analyse des effets des paramètres associés à la source laser sur la précision de mesure des vitesses ultrasonores a montré que des erreurs relatives additionnelles significatives peuvent être introduites. La solution

classique (optimisation des conditions expérimentales) présente deux inconvénients majeurs: la possibilité d'endommager le matériau, et la nécessité de varier la longueur d'onde de l'irradiation. Comme alternative à cette solution, on a proposé une approche de correction des effets de convolution basée sur des expressions paramétriques des vitesses ultrasonores. Deux coefficients de correction prenant en compte tous les effets de convolution ont été introduits. Les constantes élastiques ont été déterminées à partir des équations de Christoffel, en utilisant les valeurs des vitesses corrigées. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus par la technique de génération piézo-électrique. Un très bon accord a été noté avec les vitesses corrigées mesurées par la technique de génération par laser.

Cette approche est particulièrement intéressante pour des applications industrielles où la mesure devrait être répétée dans les mêmes conditions expérimentales (en particulier avec la même densité surfacique de puissance incidente sur la surface de l'échantillon), et à plus forte raison lorsque le matériau a un seuil de dommage assez bas à la longueur d'onde de l'irradiation.

Finalement, une mesure en régime 2-d, associée à la procédure de correction suggérée, permettrait donc de déterminer les vitesses ultrasonores, l'ensemble des constantes élastiques et le coefficient d'absorption optique d'un matériau isotrope "semi-transparent", avec une bonne précision. On peut espérer étendre cette approche pour des matériaux viscoélastiques. Mais il reste à développer un modèle 2-d qui prend en compte la viscosité.

CONCLUSION

L'établissement de relations quantitatives entre les paramètres liés à la source laser et les différentes caractéristiques des signaux ultrasonores engendrés à l'épicentre a montré l'importance d'adopter une approche de déconvolution temporelle dans les procédures de mesure du coefficient d'absorption optique et des vitesses ultrasonores.

Des mesures du coefficient d'absorption optique à 1064 nm sur une assez large gamme de valeurs a été possible grâce à des échantillons de verre ayant des propriétés mécaniques identiques et des propriétés optiques différentes. Des expressions paramétriques reliant la largeur à mi-hauteur au coefficient d'absorption optique ont permis de tenir compte des convolutions temporelles par la durée de l'impulsion et l'extension surfacique de la tache d'excitation. Pour valider notre approche, deux séries de mesure ont été réalisées, la première en configuration 1-d et la seconde en configuration 2-d. Dans les deux cas, les résultats obtenus étaient très satisfaisants.

Concernant la caractérisation mécanique, on a établi que les effets des "paramètres-source" se manifestent par des décalages additionnels introduits sur les temps d'arrivée des ondes ultrasonores. Les décalages liés à la durée de l'impulsion et la taille de tache sont bien connus, par contre ce n'est le cas pour ceux associés à la pénétration optique. L'optimisation expérimentale des "paramètres-source" pour s'affranchir de ces effets n'est pas toujours possible pour des raisons d'ordre pratique.

Comme solution alternative, on a proposé une technique de correction basée sur des expressions paramétriques des vitesses ultrasonores. Les constantes élastiques ont été déterminées à partir des vitesses corrigées. Les résultats obtenus ont été confrontés avec succès à ceux obtenus par la technique classique piézo-électrique.

Notons enfin que la configuration 2-d associée à une approche de déconvolution temporelle, permet de déterminer les vitesses ultrasonores, les constantes élastiques et le coefficient d'absorption optique d'un matériau isotrope et non-conducteur avec une bonne précision tout en assurant un meilleur rapport signal-sur-bruit en comparaison avec une configuration 1-d. Par ailleurs, notre approche ayant été validée que sur des échantillons "test", isotropes et non-visqueux, il serait intéressant d'étudier la possibilité de l'étendre pour des cas réels comme les polymères et les composites multicouches à matrice polymérique. Dans ce cas, la procédure de déconvolution doit tenir compte de deux nouveaux paramètres liés aux propriétés intrinsèques de ces matériaux: la viscosité et l'anisotropie. En d'autres termes, il faut disposer d'un nouveau modèle de génération 2-d qui prendrait en compte les deux nouveaux paramètres tout en assurant des résultats suffisamment précis.

RÉFÉRENCES

- [1] SCRUBY, C.B. and DRAIN, L.E. "Laser-Ultrasonics: Techniques and Applications", (Adam Hilger, Bristol (UK),1990).
- [2] WHITE, R.M. " Generation of elastic waves by transient surface heating", *J.Appl.Phys.*, **34** (12), 3559-3567 (1982).
- [3] LEE, R.E. and WHITE, R.M. "Excitation of surface elastic waves transient surface heating", *App.Phys.Lett.*, **12** (1) 12-14 (1968).
- [4] ANDERHOLM, N.C. "Laser-generated stress waves", *App.Phys.Lett.*, **16** (3) 113-115 (1970).
- [5] LEDBETTER, H.M. and MOULDER, J.C. "Laser-induced Rayleigh waves in aluminium" *J.Acoust.Soc.Am.*, **65** (3) 840-842 (1979).
- [6] CALDER, C.A. and WICOX, W.W. "Noncontact material testing using laser energy deposition and interferometry", *Materials Evaluation*, **38** (1) 86-91 (1980).
- [7] SCRUBY, C.B., DEWHURST, R.J., HUTCHINS, D..A., PALMER, S.B.,
"Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser-irradiated metals", *J.Appl.Phys.*, **51** (12) 6210-6216 (1980).
- [8] HUTCHINS, D.A., DEWHURST, R.J. and PALMER S.B., "Directivity paterns of laser generated ultrasound in aluminium" *J.Acoust.Soc.Am.*, **70** (5) 1362-1369 (1981).
- [9] AINDOW, A.M., DEWHURST, R., HUTCHINS, D.A., S.B. PALMER, "Laser generated ultrasonic pulses at free metals surfaces" *J.Acoust.Soc.Am.*, **69** (2) 449-455 (1981).

- [10] LYAMSHEV, L.M., CHELNOKOV, B.I. "Sound generation in solid by penetrating radiation", *Sov. Phys. Acoust.*, **29** (3) 220-225 (1983).
- [11] WETSEL, G.C. "Photothermal generation of thermoelastic waves in composite media", *IEEE Trans. Ultr. Ferroelectrics Freq. Cont.*, **UFFC-33** (5) 450-461 (1986).
- [12] CIELO, P., NADEAU, F., LAMONTAGNE, M. "Laser generation of convergent acoustic waves for materials inspection", *Ultrasonics*, **23** 55-61 (1985).
- [13] McDONALD, F.A. "On the precursor in laser-generated ultrasound waveforms in metals", *Appl. Phys.Lett.*, **56** (3) 230-232 (1990).
- [14] DUBOIS, M., ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L. "Analytical one-dimensional model to study the ultrasonic precursor generated by laser", *Phys.Rev. E*, **50** (2) 1548-1551 (1994).
- [15] DUBOIS, M., ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L.
"A two layer model for the laser generation of ultrasound in graphite-epoxy laminates", *Rev. Prog. Quant. Nondest. Eval.* **14** 529-536 (1995).
- [16] NOROY, M. H., ROYER, D. and FINK, M. "The laser-generated ultrasound phased array: Analysis and experiment", *J.Acoust.Soc.Am.*, **94** (4) 1934-1943 (1993).
- [17] EDWARDS, C. TAYLOR, G.S. , PALMER S.B., "Ultrasonic generation with a pulsed TEA CO₂ laser", *J.Phys.D: Appl. Phys.*, **22** (9) 1266-1270 (1989).
- [18] McKIE, A.D.W., ADDISON, R.C. "Rapid inspection of composites using laser-based ultrasound", *Rev. Prog. Quant. Nondest. Eval.* **12** 505-516 (1993).
- [19] HUTCHINS, D.A. "Physical acoustics" Vol XVIII 21-123 (1988).

- [20] SCRUBY, C.B., DEWHURST, R.J., HUTCHINS, D.A., PALMER, S.B., "Research techniques in nondestructive testing", Vol. V. (Edition R.S. Sharpe) 677-680.
- [21] TITTMANN, B.R., LINEBERGER, R.S., ADDISON, R.C. "Lasser-based ultrasonics on Gr/epoxy composite", *J. Nondestruct. Eval.*, **9** (4) 229-238 (1990).
- [22] CORBEL, C., GUILLOIS, F., ROYER, D., FINK, MA., DE MOL, R. "Laser-generated elastic waves in carbon-epoxy composite", *IEEE Trans. Ferroelectrics. Freq. Contr.*, **40** 710-716 (1993).
- [23] DUBOIS, M., ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L., CHOQUET, M. and MONCHALAIN, J.P. "Numerical and experimental studies of the generation of ultrasound by laser", *Journal de Physique IV, colloque C7 supplement au J.phys.III*, (4) C7-689- C7-692 (1994).
- [24] ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L. "Optical penetration and pulse duration effects on the features of the ultrasonic waves generated by laser" accepté pour publication dans *J. Appl.Phys.*(1996).
- [25] DUBOIS, M. "Etude de la génération d'ultrasons par laser dans un matériau composite", Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal (1994).
- [26] CORBEL, C., GUILLOIS, F., ROYER, D., FINK, M.A. DE MOL, R. "Experimental study of the anisotropic and dispersive effects on carboneepoxy composites using laser-generated ultrasound", *IEEE Ultrasonics Symposium*, 801-804 (1992).
- [27] ENGUEHARD, F., LAFOND, E., SOUCHE, D., DUBOIS, M., GONTHIER, J. C. BERTRAND, L. "Photoacoustics and laser-ultrasonics applied to the

characterization of a ZnO ceramic sample" *J.phys.IV, colloque C7, suppl. J.phs.III*,
(4) C7-697 - C7-700.

- [28] ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L. "Temporal deconvolution of laser-generated longitudinal acoustic waves for mechanical and optical characterization", accepté pour publication dans *J.Acoust.Soc.Am.* (1996).
- [29] BARKER, L.M., HOLLENBACH, R.E. "Interferometer technique for measuring the dynamic mechanical properties of materials", *Rev. Sci. Instr.*, **36** (11) 1647-1620 (1965).
- [30] MONCHALAIN, J.P. "Optical detection of ultrasound", *IEEE, Trans. Ultr. Ferroelectrics.Freq. Contr.*, **UFFC-33** (5) 485-499 (1986).
- [31] LAFOND, E. "Étude de la génération et de la détection d'ultrasons par lasers en vue du contrôle nondestructif (sans contact)", Thèse de doctorat, université de Paris sud (1995).
- [32] HÉNAULT, A. COURNOYER, A. ENGUEHARD, F. and BERTRAND, L. "Study of thermal expansion using a laser-generated ultrasound 1-d model", accepté pour publication dans les proceedings de: the 9th International conference on photoacoustic and photothermal phenomena. Nanjing, Chine (1996).
- [33] WETSEL, G.C. Jr., STOTTS, S.A. and CLARK, C.G. "Photothermal excitation of elastic waves by photoelastic laser-beam deflection", *Journal de physique, colloque C6, supplément au n°10, tome 44*, C6-67 - C6-71 (1983).
- [34] McSKIMIN, H.J "Ultrasonic methods for measuring the mechanical properties of liquids and solids" in physical acoustics, Vol. 1A, chapter 4, 271-334 (1964).

- [35] AULD, B.A. "Acoustic Fields and waves in solids" Vol. 1 et 2 (1990).
- [36] STEPHANISHEN, P.R. "Transient radiation from pistons in an infinite planar baffle", *J. Acoust.Soc.Am.*, **49** 1629-1638 (1971).
- [37] FINK, M.A. and J.F. CARDOSO, "Diffraction effects in pulse-echo measurement", *IEEE transactions on sonics and ultrasonics*, vol. **su 31** (4) 313-329 (1984).
- [38] REIBOLD .R and KAZYIS, R. "Radiation of rectangular strip-like focusing transducer", *Ultrasonics*, **30** (1) 49-59 (1992).
- [39] ROSE, L.R.F., "Point-source representation for laser-generated ultrasound", *J. Acoust.Soc.Am.*, **75** (3) 732-723 (1984).
- [40] HACK, H. and NEUROTH, N. "Resistance of optical and colored glasses to 3-nsec. laser pulses", *Applied optics*, **21** (18) 3239-3248 (1992).
- [41] AUSSEL, J.D., MONCHALAIN, "Precision laser-ultrasonic velocity measurement and elastic constant determination", *Ultrasonics*, **27** 165-177 (1989).
- [42] SCHREIDER, E., ANDERSON, O., SAGA, N. "Elastic constants and their measurement" McGraw-Hill, New-York (1973).
- [43] PICHE, L., CHAMPAGNE, B. and MONCHALAIN, J.P. "laser ultrasonic measurement of elastic constants of composites", *Materials evaluation*, **45**, 74-78 (1987).
- [44] CASTAGNÈDE, B., K.YUL, SACHSE, W. and THOMPSON M.O. "Determination of the elastic constants of anisotropic materials using laser-generated ultrasonic signals", *J. Appl. Phys.* **70** (1) 150-158 (1991).
- [45] MONCHALAIN, J.P. "Ultrasonic velocity and attenuation determination by laser-ultrasonics", *J. Nondestr. Evaluation*, **9** (4) 211-221 (1990).

Annexe 1A

Directivités théoriques des ondes acoustiques engendrées par une source thermoélastique ponctuelle dans l'aluminium

Selon Hutchins, Physical Acoustics Volume XVIII, édition W.P Mason
et R.N Thurston Academic press, New-York . p 21-118.

La source thermoélastique est équivalente à des forces dipolaires tangentes à la surface, les diagrammes de directivité sont calculés en champ lointain. Pour un milieu isotrope les fonctions de directivité sont représentées par les expressions:

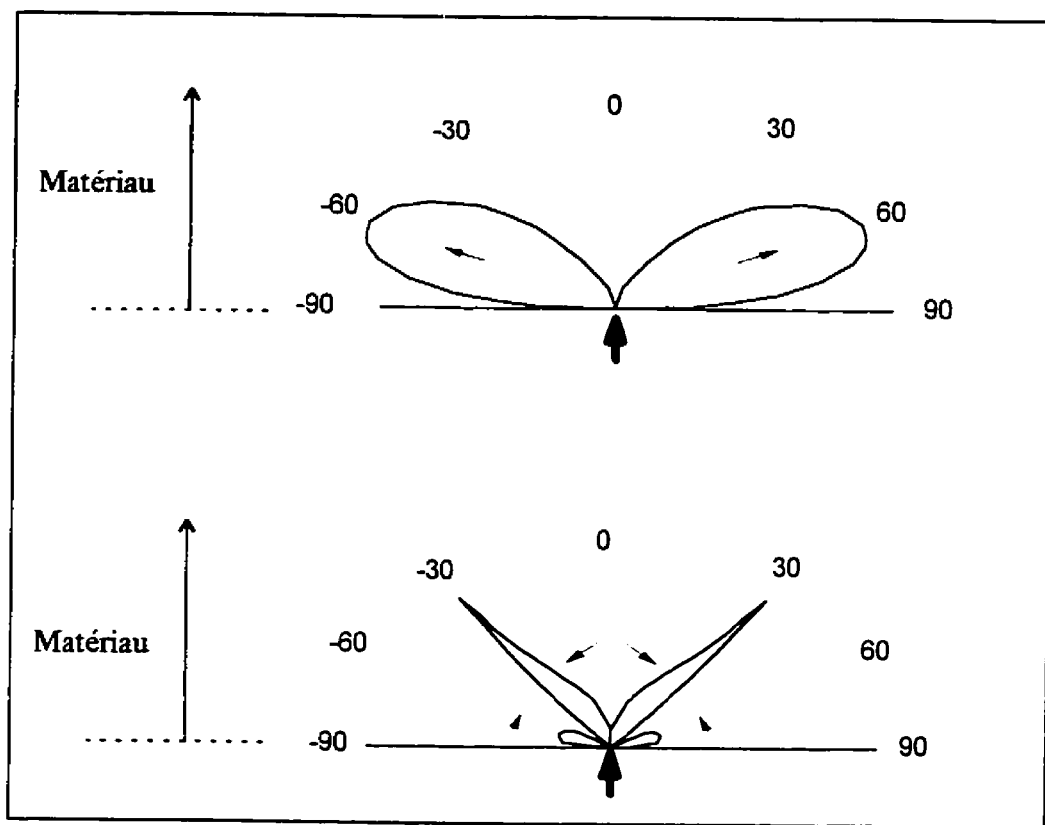
$$D_l(\theta) = \frac{-k \cdot \sin(4\theta)}{k \cdot [1 - 2 \sin^2(\theta)]^2 + [4 \cdot \sin^2(\theta)][1 - \sin^2(\theta)]^{1/2} [k^2 - \sin^2(\theta)]^{-1/2}}$$

$$D_t(\theta) = \frac{2 \cdot \sin(2\theta) \cdot \sin(\theta) \cdot [k^2 - \sin^2(\theta)]^{1/2}}{[k^2 - 2 \sin^2(\theta)] + [4 \cdot \sin^2(\theta)][1 - \sin^2(\theta)]^{1/2} [k^2 - \sin^2(\theta)]^{1/2}}$$

où $k = v_l / v_t$, v_l et v_t sont les vitesses respectives des ondes longitudinale et transversale dans le matériau.

La figure A.1 , représente la répartition du champ acoustique dans le matériau.

L'énergie rayonnée à l'épicentre ($\theta = 0$) est nulle, pour l'onde longitudinale et le maximum se trouve dans les directions proche de $+65^\circ$ et -65° . Pour l'onde transversale, le maximum d'énergie est rayonné à environ $\pm 30^\circ$.

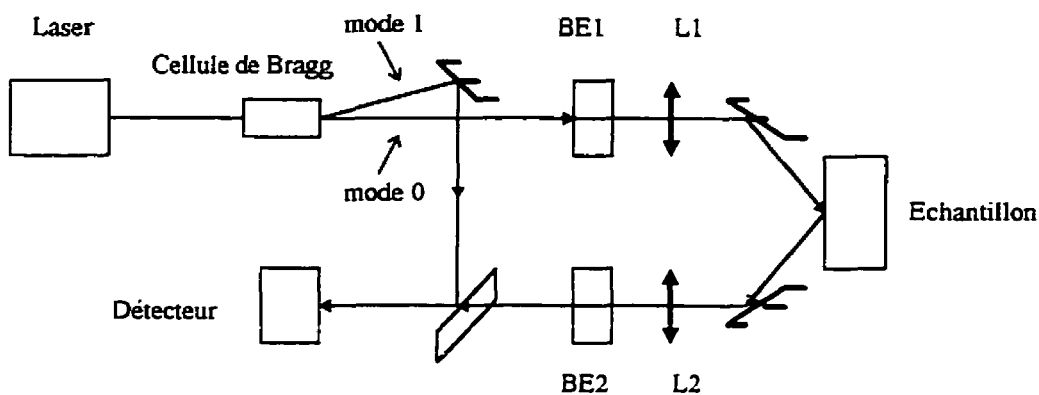


Annexe 1B

Principe de fonctionnement de la sonde *Ultra-Optec OP-035 I/O*

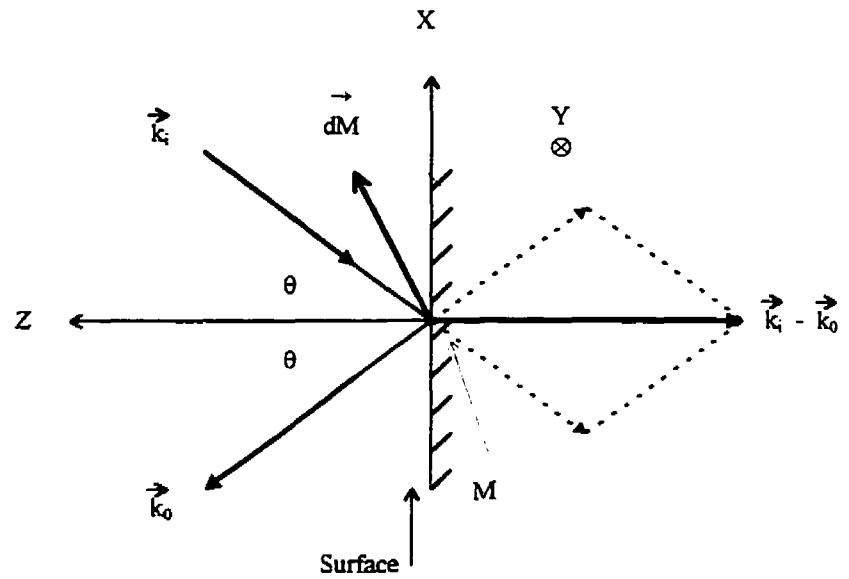
La sonde a deux modes de fonctionnement: le mode de détection de déplacements normaux à la surface (Out of-plane) et le mode de détection de déplacements parallèles à la surface (In-plane).

1.1-Configuration optique en mode de détection Out of-plane



Le laser est un laser He-Ne de longueur d'onde 6328 Å, continu de quelques mW de puissance. Le détecteur est une photodiode en silicium à avalanche. Le dispositif est un interféromètre du type Mach-Zehnder. Le faisceau traverse une cellule de Bragg alimenté en continu à une fréquence de 40 MHz. Cette cellule agit alors comme un réseau Doppler et produit essentiellement deux modes: le mode 0 non dévié et le mode 1 décalé en fréquence optique de 40 MHz par rapport au mode 0 et légèrement dévié. Le mode 0 est recueilli comme faisceau sonde et le mode 1 est recueilli comme faisceau de référence.

Les agrandisseurs BE1 et BE2 et les lentilles L1 et L2 focalisent la tache laser sur l'échantillon et collectent la lumière réfléchi. L'interférence des deux faisceaux recombines est enregistrée par le détecteur.



$$\vec{k}_i = k (-\sin\theta, 0, -\cos\theta), \quad \vec{k}_0 = k (-\sin\theta, 0, \cos\theta), \quad d\vec{M} = (dx, dy, dz)$$

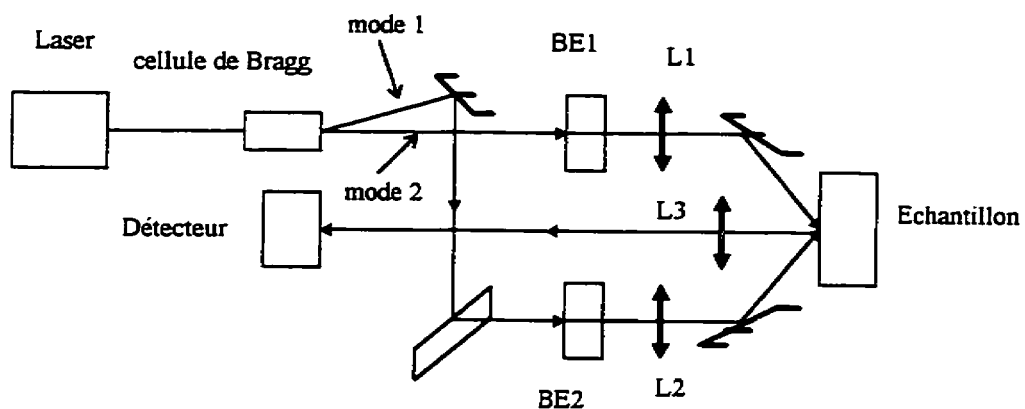
k étant la norme commune des vecteurs d'onde incident et réfléchi.

La différence de marche δ pour un déplacement $d\vec{M}$ quelconque est :

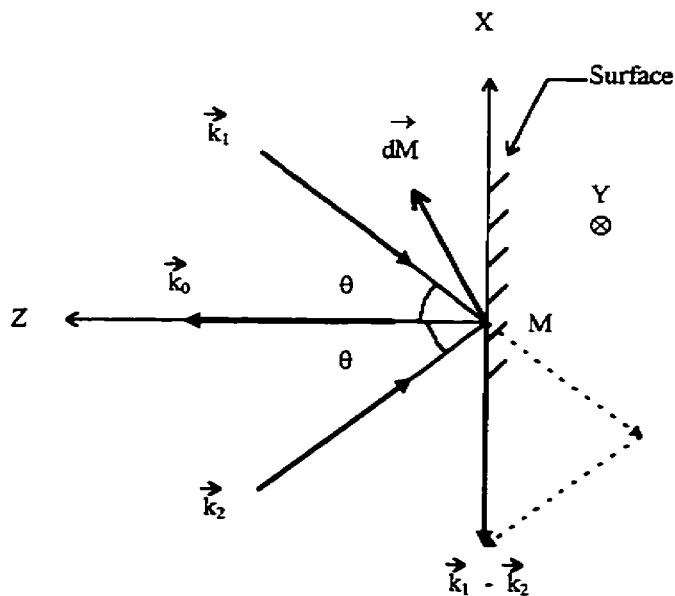
$$\delta = (\vec{k}_i - \vec{k}_0) \cdot d\vec{m} = -2.k.\cos\theta.dz$$

Donc cette configuration mesure la composante normale dz .

1.2-Configuration optique en mode de détection In-plane



Dans cette configuration, les deux faisceaux sont focalisés sur le point d'observation. La lumière rétrodiffusée par les deux faisceaux est recueillie par la lentille L3 et focalisée sur le détecteur.



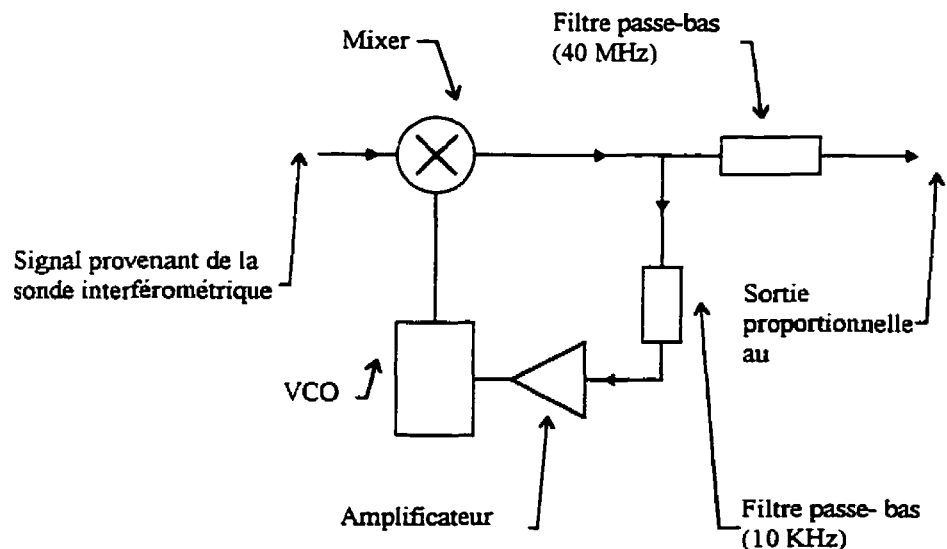
Le calcul de la différence de marche δ pour un déplacement $d\vec{M}$ quelconque.

$$\vec{k}_1 = k(-\sin\theta, 0, -\cos\theta), \quad \vec{k}_2 = k(\sin\theta, 0, -\cos\theta), \quad d\vec{M} = (dx, dy, dz)$$

$$\delta = (\vec{k}_1 - \vec{k}_0) \cdot d\vec{M} - (\vec{k}_2 - \vec{k}_0) \cdot d\vec{M} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot d\vec{M} = -2.k.\sin\theta.dx$$

Donc quel que soit $d\vec{M}$, cette configuration mesure la composante dx de $d\vec{M}$, c'est à dire la composante du déplacement in-plane de M qui se trouve dans le plan contenant les deux faisceaux incidents sur la surface.

Dans les deux configurations, on travaille en mode hétérodyne (les deux faisceaux qui interfèrent sont décalés en fréquence optique de la fréquence de la cellule de Bragg). Le signal d'interférence est donc décalé de cette fréquence de Bragg. On utilise le démodulateur décrit ci-dessous pour séparer le signal d'interférence de la porteuse.



Le signal provenant de la sonde est amplifié puis injecté avec le signal du module VCO (voltage controled oscillator) réglé sur la fréquence de Bragg, dans un mixer. A la sortie du mixer, on obtient un signal qui comprend l'addition et la soustraction des composantes fréquentielles des deux signaux à l'entrée. La soustraction des fréquences élimine la porteuse. Le filtre passe-bas (de 40 Mhz) élimine l'addition des fréquences et permet d'obtenir à la sortie un signal proportionnel au déplacement. La boucle sert à éliminer les basses fréquences (vibrations mécaniques). Le filtre passe-bas (de 10 KHz) et l'amplificateur asservissent le VCO de façon à ce que les signaux basses-fréquences qui persistent soient envoyés dans le mixer pour être retranchés.

Annexe 2A

Développement de l'équation de propagation en coordonnées cylindriques

L'équation de propagation acoustique de Christoffel s'écrit:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2A.1)$$

avec:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} - \lambda_{ij} \cdot \Delta T \quad (2A.2)$$

et

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2A.3)$$

En injectant les équations (2A.2) et (2A.3) dans l'équation (2A.1), on aboutit au système d'équation suivant:

Suivant l'axe 1:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = & C_{11} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \frac{C_{11} + C_{12}}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1 \partial x_2} + (C_{13} + C_{44}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} + \\ & + C_{44} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} - \lambda_1 \frac{\partial \Delta T}{\partial x_1} \end{aligned}$$

Suivant l'axe 2:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + \frac{C_{11} + C_{12}}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_2} + (C_{13} + C_{44}) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2 \partial x_3} + C_{11} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} + \\ & + C_{44} \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_3^2} - \lambda_2 \frac{\partial \Delta T}{\partial x_2} \end{aligned}$$

Suivant l'axe 3 :

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = C_{33} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + (C_{13} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2 \partial x_3} \right) + C_{44} \left(\frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2} \right) - \lambda_3 \frac{\partial \Delta T}{\partial x_3}$$

On peut transcrire ces équations, écrites en coordonnées cartésiennes, en coordonnées cylindriques à l'aide des relations de passage:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_1} &= \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin(\theta)}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} &= \sin(\theta) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos(\theta)}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial x_3} &= \frac{\partial}{\partial z} \\ u_1 &= u_r \cos(\theta) - u_\theta \sin(\theta) \\ u_2 &= u_r \sin(\theta) + u_\theta \cos(\theta) \\ u_3 &= u_z \end{aligned} \tag{2A.4}$$

Dans les hypothèses du problème, on a considéré un échantillon transversalement isotrope et un faisceau axisymétrique. Les champs de température et de déplacement sont donc indépendants de la coordonnée θ , et de plus le champ u_θ est nul.

On exprime ceci par:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta T}{\partial \theta} &= 0 \\ u_\theta &= 0 \\ \frac{\partial u_r}{\partial \theta} &= 0 \\ \frac{\partial u_z}{\partial \theta} &= 0 \end{aligned} \tag{2A.5}$$

Les relations (2A.4) et (2A.5) permettent de réécrire le système d'équations en coordonnées cylindriques. L'équivalence entre les axes 1 et 2 réduit les équations suivant l'axe 1 et suivant l'axe 2 à une seule équation, celle suivant l'axe r , on obtient ainsi le système d'équations suivant:

$$\left[\begin{array}{l} \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = C_{11} \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right) + C_{44} \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + (C_{13} + C_{44}) \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} - \lambda_r \frac{\partial(\Delta T)}{\partial r} \\ \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = C_{44} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + C_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + (C_{13} + C_{44}) \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) - \lambda_z \frac{\partial(\Delta T)}{\partial z} \end{array} \right.$$

Annexe 3A

Déplacements expérimentaux en fonction de la taille de la tache laser

Cette annexe comprend les déplacements expérimentaux de la section 3.3.1 (effets de la taille de la tache). Ces déplacements sont obtenus sur un échantillon de verre Schott BG-18 avec une durée de l'impulsion (largeur à mi-hauteur) de 20 ns ($(\tau / t_l) = 0.015$). Les propriétés physiques du verre BG-18 sont indiquées au tableau 2.1. Les déplacements expérimentaux correspondent à un moyennage de 500 signaux.

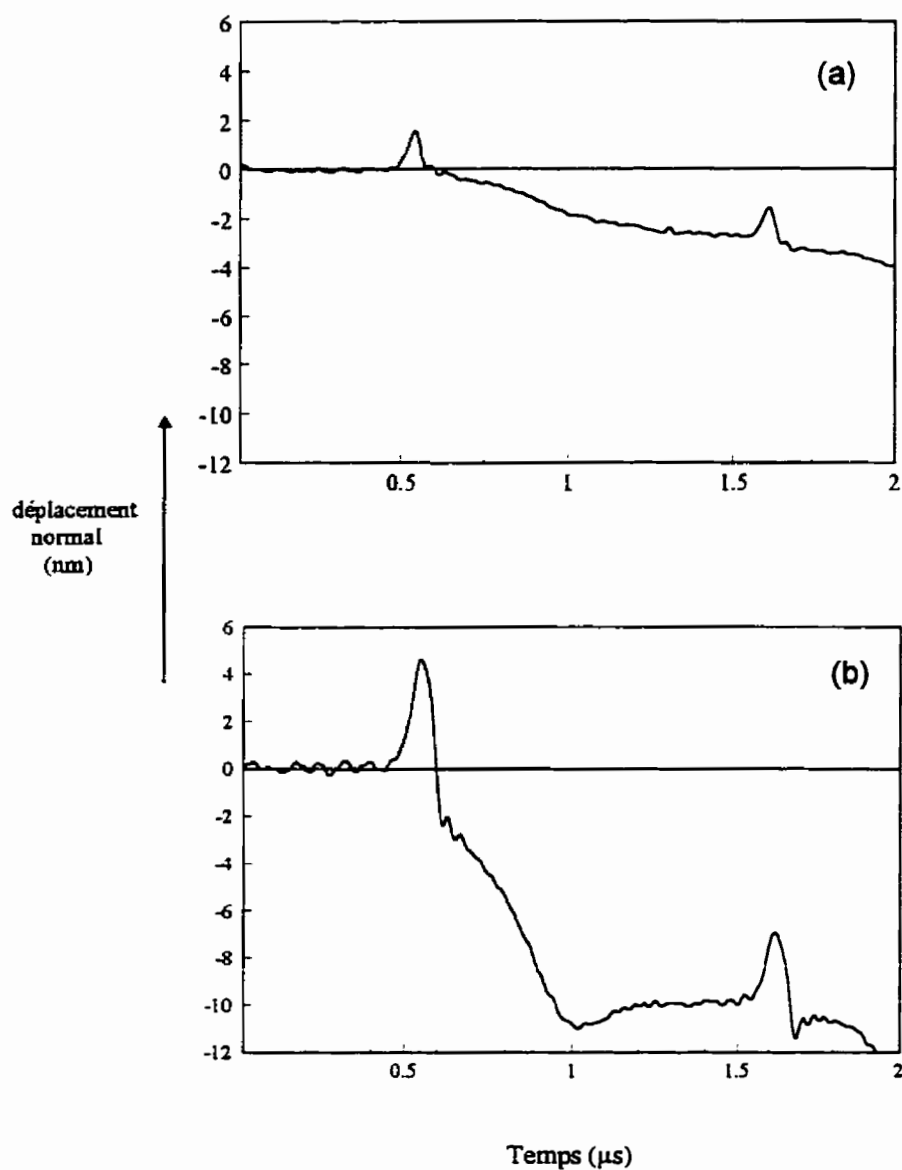


Figure 3.A.1: Déplacement normal expérimental en fonction du temps observé en face arrière d'un échantillon de verre Schott BG-18 de 3 mm d'épaisseur : (a) pour un rayon gaussien à $1/e^2$ de 6 mm , (b) pour un rayon gaussien à $1/e^2$ de 2.2 mm.

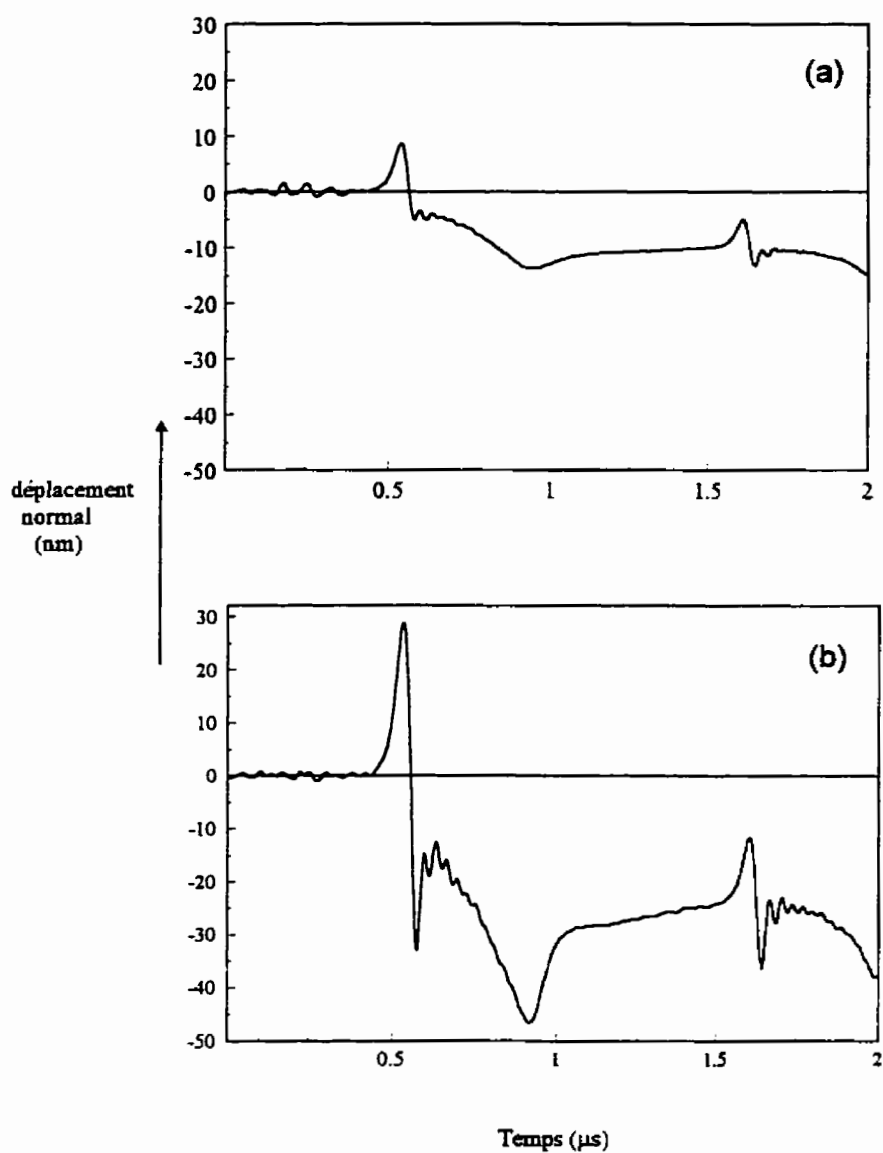


Figure 3.A.2: Déplacement normal expérimental en fonction du temps observé en face arrière d'un échantillon de verre Schott BG-18 de 3 mm d'épaisseur: (a) pour rayon gaussien à $1/e^2$ de 1.5 mm, (b) pour un rayon gaussien à $1/e^2$ de 0.5 mm

Annexe 3B

Déplacements expérimentaux et calculés en fonction de la pénétration optique en régime 1-d

Cette annexe comprend les déplacements expérimentaux de la section 3.3.1.1 (effets de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 1-d) et les signaux simulés correspondants. Ces déplacements ont été obtenus sur les verres Schott BG-18, NG-9, NG-4, NG-11 et BG-3 avec une durée d'impulsion de 16 ns ($(\tau / t_i) = 0.012$). Les propriétés physiques des verres sont indiquées au tableau 3.1. Les déplacements expérimentaux correspondent à un moyennage de 500 signaux. L'énergie de l'impulsion était de 44 mJ.

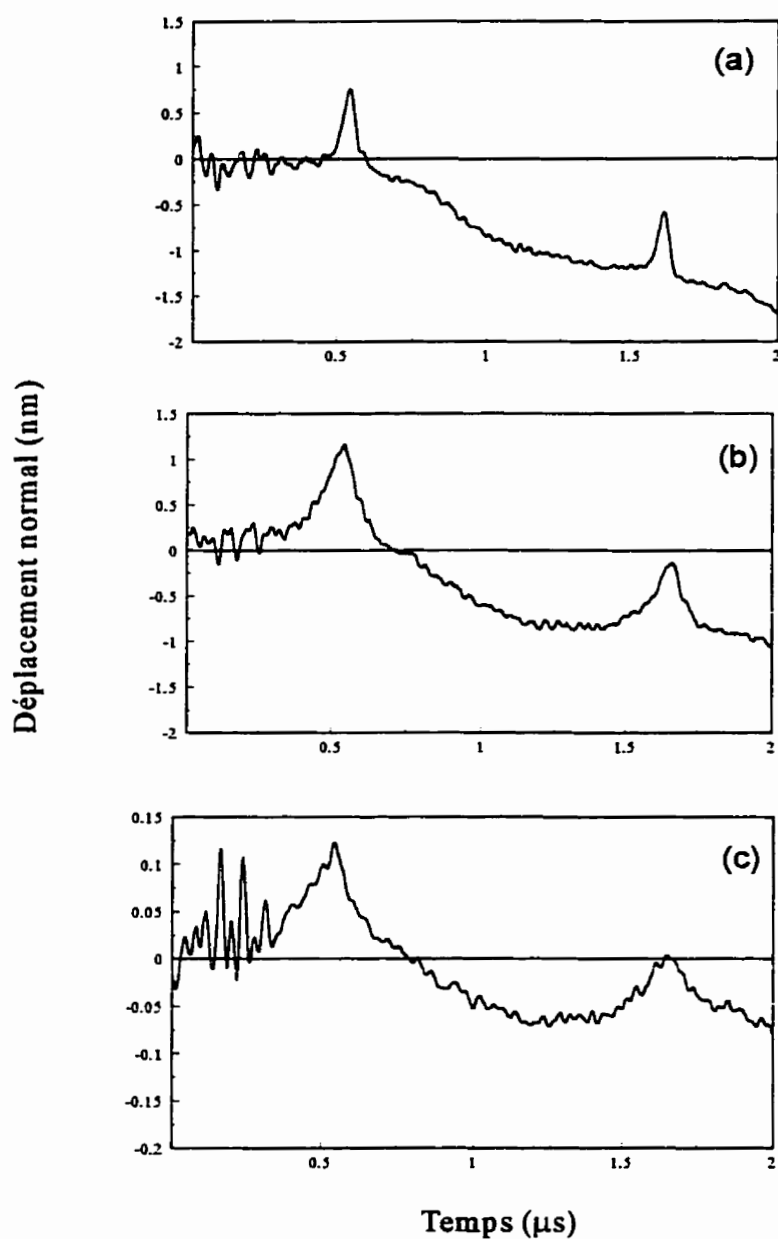


Figure 3.B.1: Déplacement normal expérimental en fonction du temps en régime d'irradiation uniforme: (a) verre Schott BG 18, (b) verre Schott NG 9, (c) verre Schott NG 4.

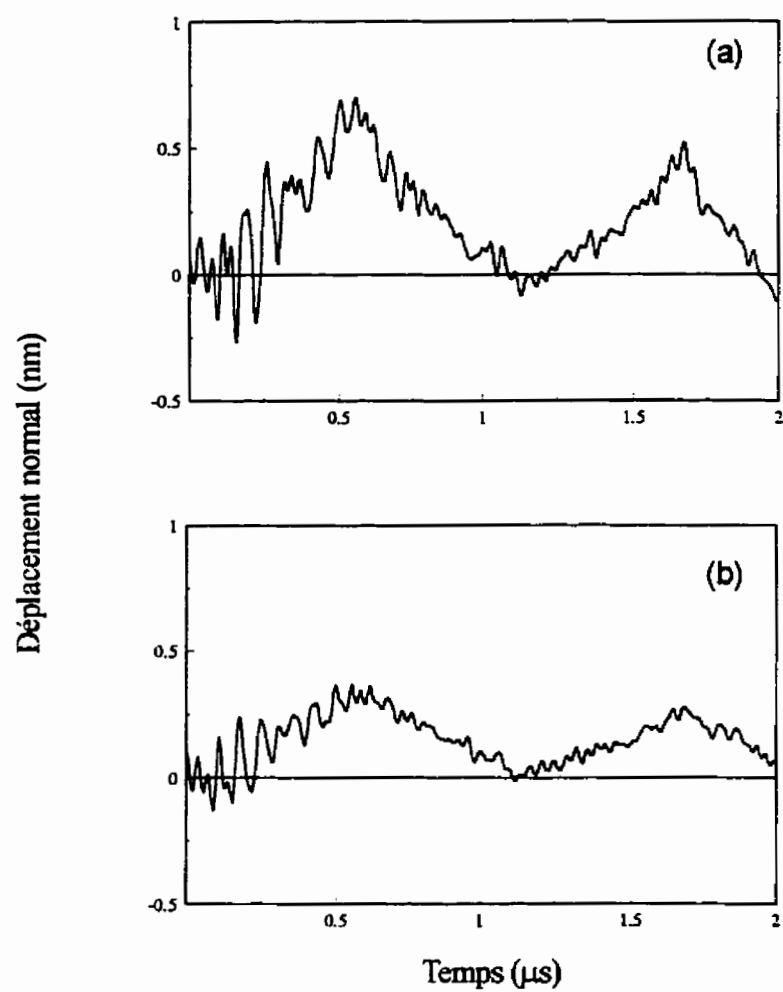


Figure 3.B.2: Déplacement normal expérimental en fonction du temps en régime d'irradiation uniforme: (a) verre Schott NG 11, (b) verre Schott BG 3.

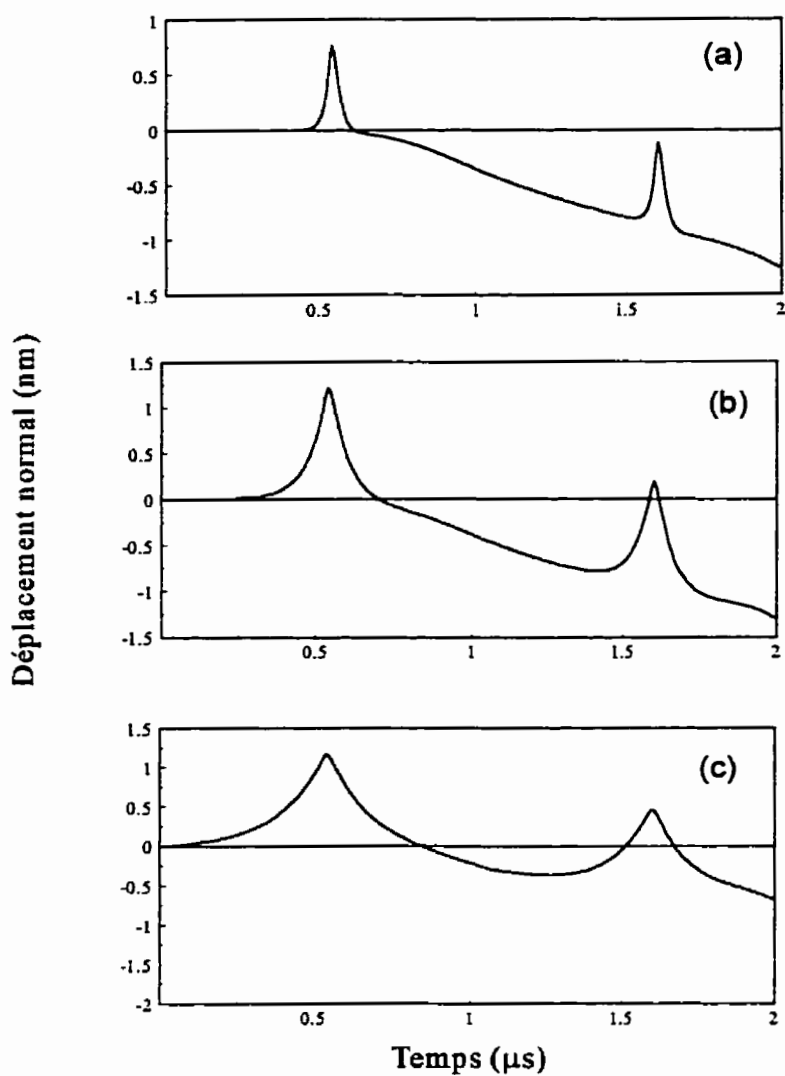


Figure 3.B.3: Déplacement normal calculé en fonction du temps en régime d'irradiation uniforme: (a) verre Schott BG 18, (b) verre Schott NG 9, (c) verre Schott NG 4.

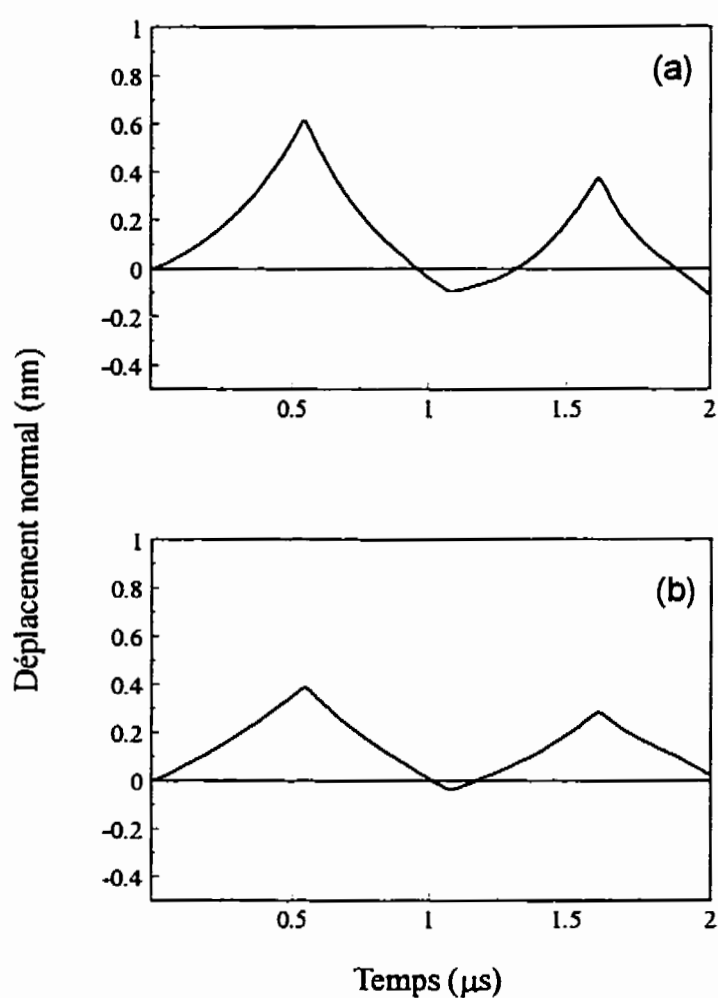


Figure 3.B.4: Déplacement normal calculé en fonction du temps en régime d'irradiation uniforme: (a) verre Schott NG 11, (b) verre Schott BG 3.

Annexe 3C

Déplacements expérimentaux et calculés en fonction de la pénétration optique en régime 2-d

Cette annexe comprend les déplacements expérimentaux de la section 3.3.2 (effets de la pénétration optique et de la durée de l'impulsion en régime 2-d) et les signaux simulés correspondants. Ces déplacements ont été obtenus sur les verres Schott BG-18, KG-5, KG-3, NG-9, NG-4 et NG-11 avec une durée de l'impulsion de 16 ns ($(\tau / t_1) = 0.012$). Les propriétés physiques des verres sont indiquées au tableau 3.1. Les déplacements expérimentaux correspondent à un moyennage de 500 signaux. L'énergie de l'impulsion était de 44 mJ.

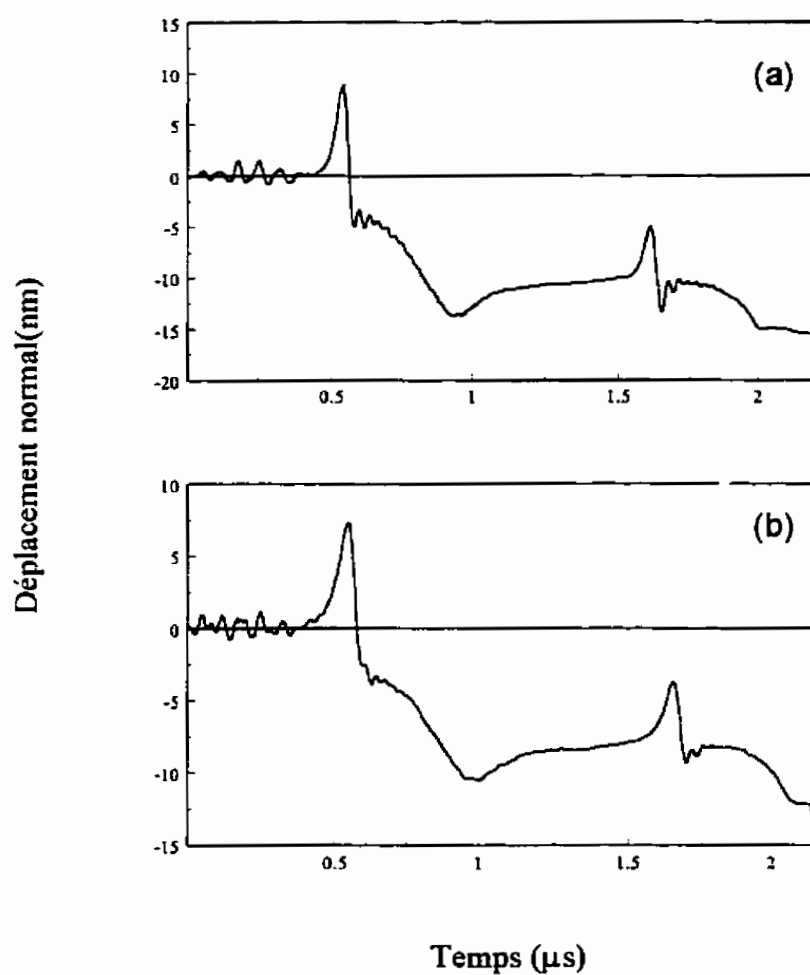


Figure 3.C.1: Déplacement normal expérimental en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott BG 18, (b) verre Schott KG 5.

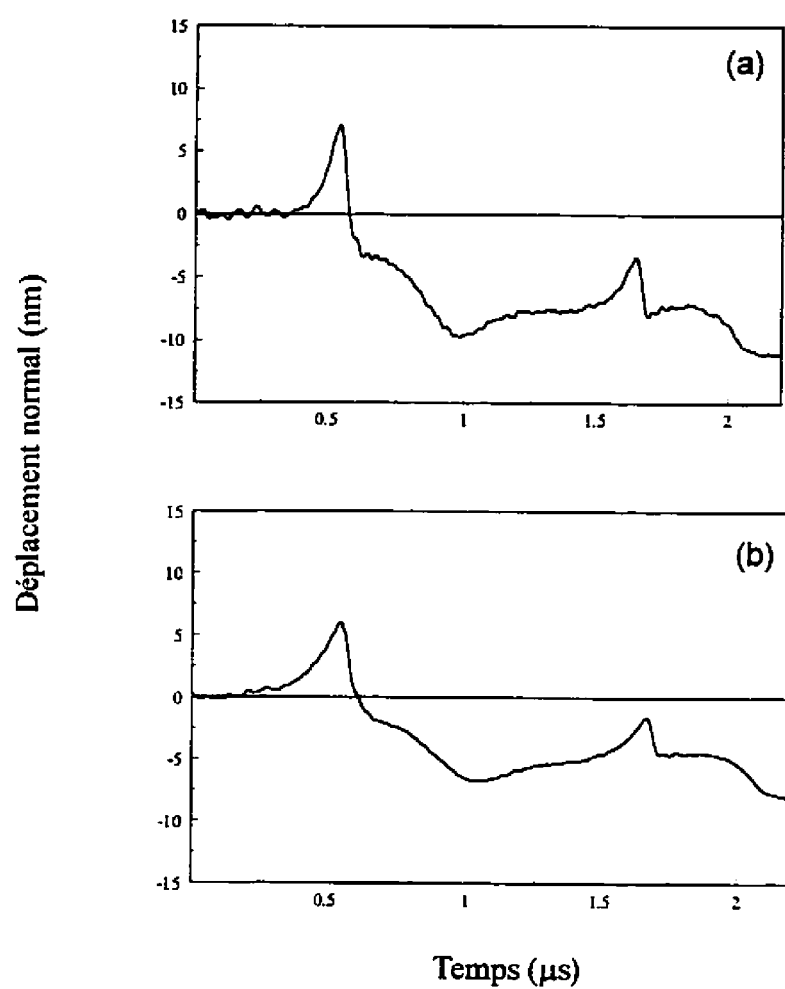


Figure 3.C.2: Déplacement normal expérimental en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott KG 3, (b) verre Schott NG 9.

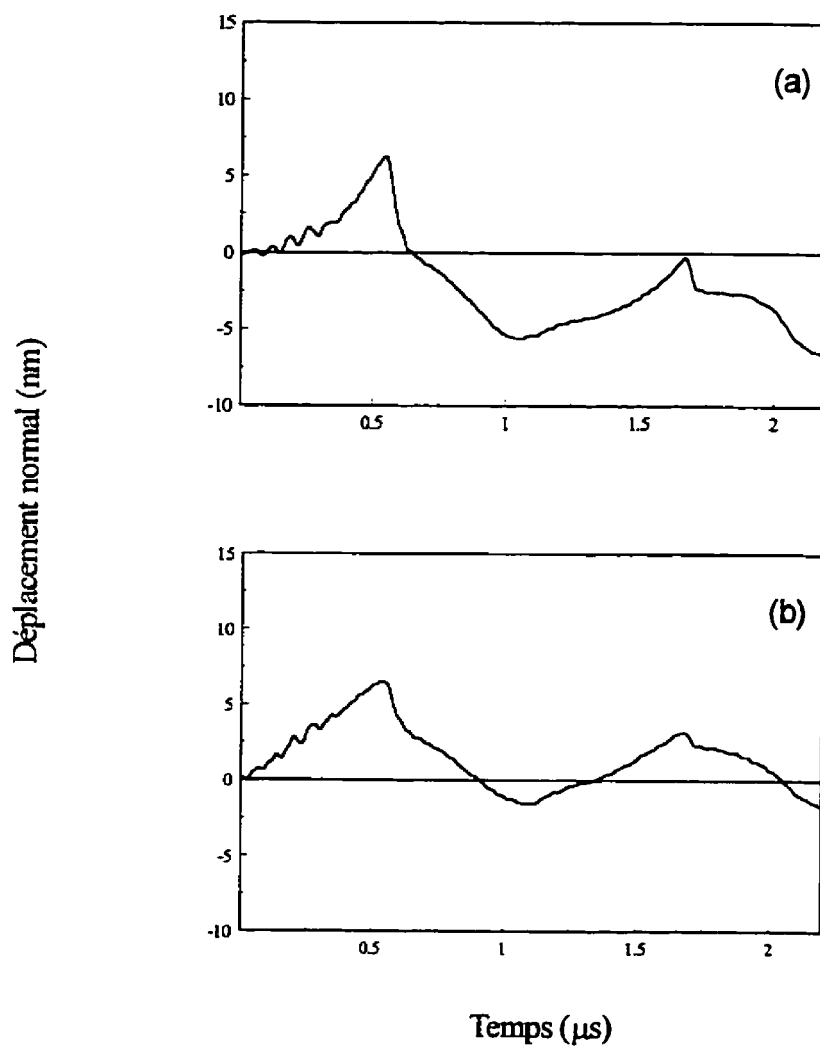


Figure 3.C.3: Déplacement normal expérimental en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott NG4, (b) verre Schott NG11.

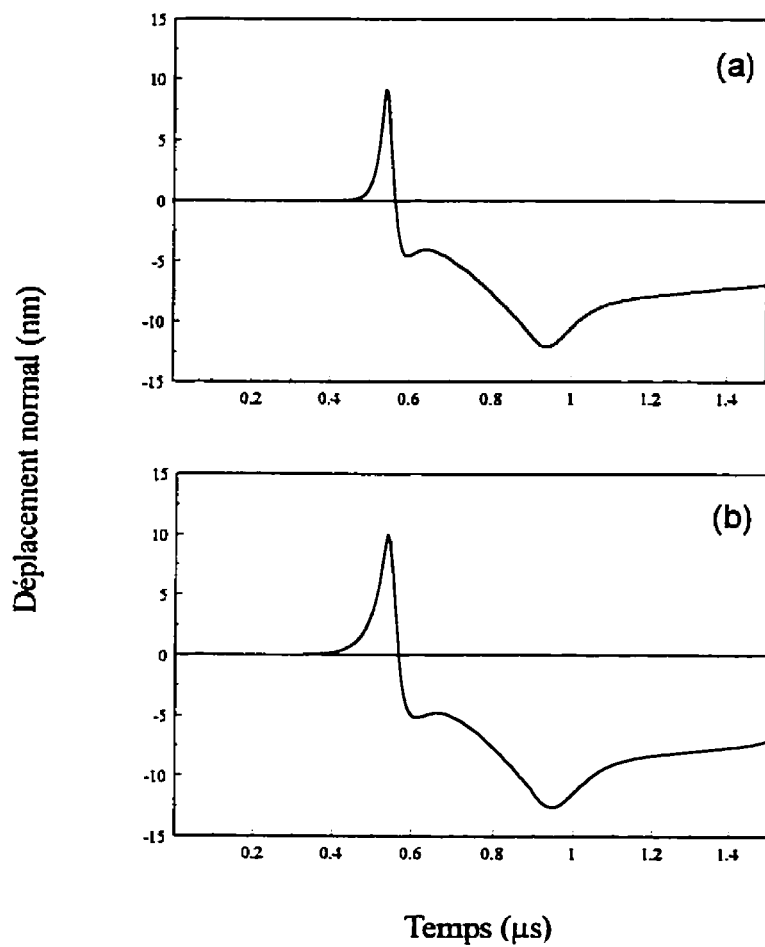


Figure 3.C.4: Déplacement normal calculé en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott BG 18, (b) verre Schott KG 5.

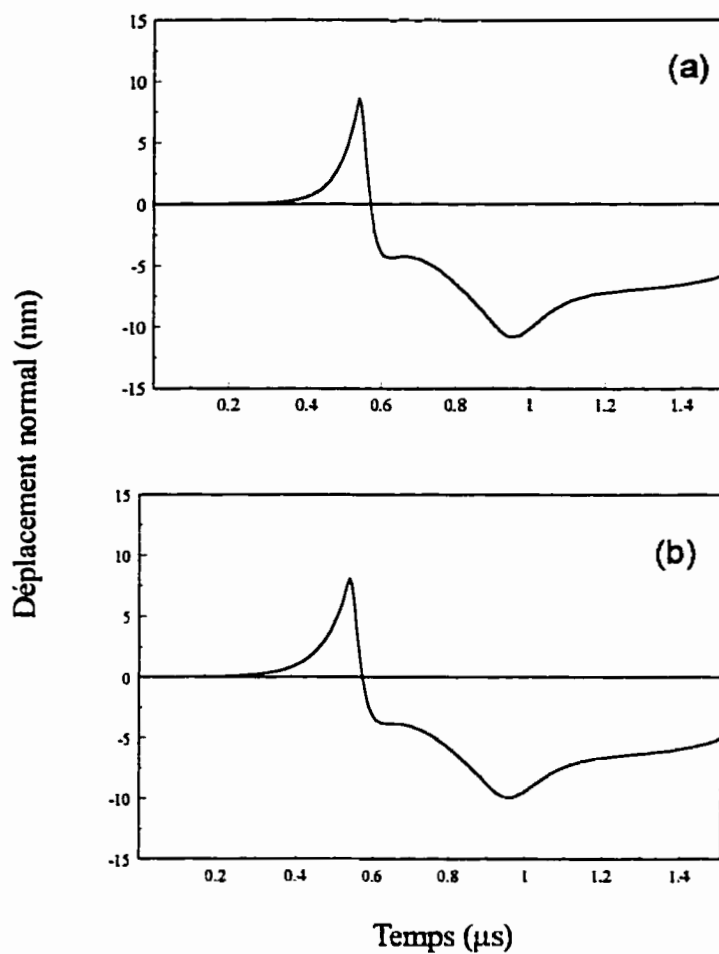


Figure 3.C.5: Déplacement normal calculé en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott KG 3, (b) verre Schott NG 9.

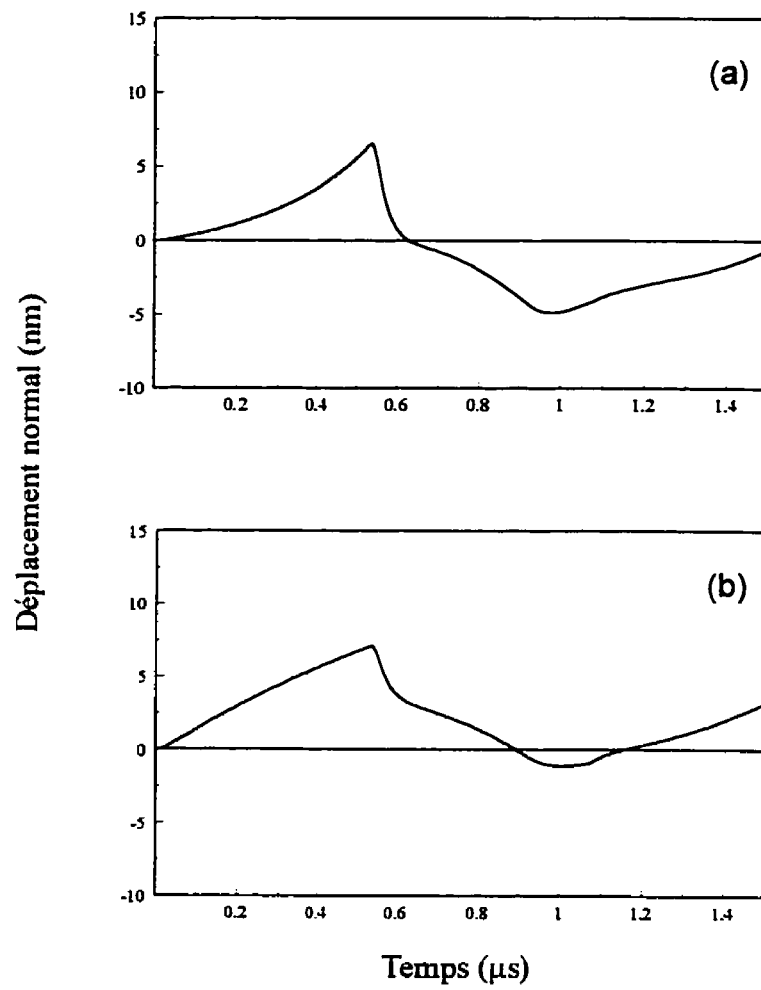
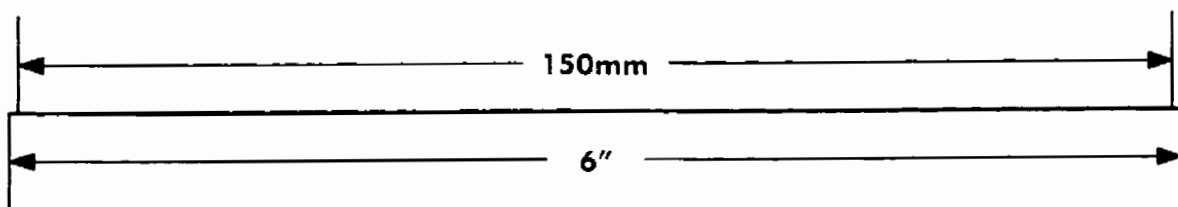
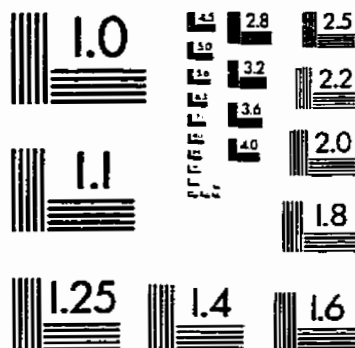
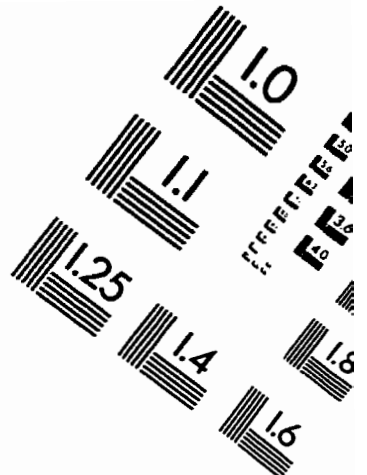
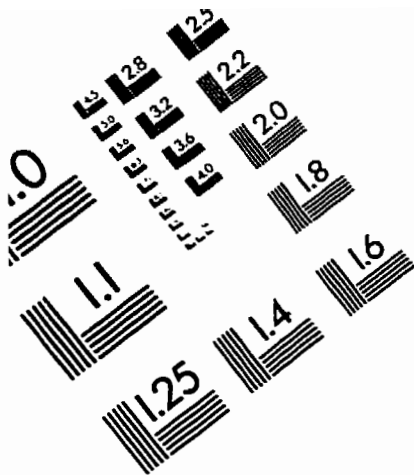


Figure 3.C.6: Déplacement normal calculé en fonction du temps en régime 2-d: (a) verre Schott NG 4, (b) verre Schott NG 11.

TEST TARGET (QA-3)



APPLIED IMAGE, Inc
1653 East Main Street
Rochester, NY 14609 USA
Phone: 716/482-0300
Fax: 716/288-5989

© 1993, Applied Image, Inc., All Rights Reserved

