



HAL
open science

Photo-inscription de guides d'onde dans les verres de chalcogénures

Ophélie Caulier Dematteo Caulier

► **To cite this version:**

Ophélie Caulier Dematteo Caulier. Photo-inscription de guides d'onde dans les verres de chalcogénures. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université du Littoral Côte d'Opale, 2014. Français. NNT : 2014DUNK0363 . tel-01320729

HAL Id: tel-01320729

<https://theses.hal.science/tel-01320729>

Submitted on 24 May 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ DU LITTORAL CÔTE D'OPALE
LABORATOIRE DE PHYSICO-CHIMIE DE L'ATMOSPHERE
(LPCA)

DISCIPLINE : Physique

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 27 mai 2014

par

Ophélie DEMATTEO CAULIER

Photo-inscription de guides d'onde dans les verres
de chalcogénures

Directeur de thèse : Eugène BYCHKOV Professeur
Encadrant de thèse : Pascal MASSELIN Maître de conférence

Composition du jury :

Président du jury : M. Marc Douay Professeur
PhLAM, Université des Sciences et Technologies de Lille 1

Rapporteurs : Razvan Stoian Chargé de recherche
Laboratoire Hubert Curien, Université Jean Monnet, Saint Etienne

Bertrand Poumellec Directeur de recherche
ICMMO, Université Paris Sud XI, Orsay

Examineurs : Bruno Mortaigne Directeur scientifique
Dpt Matériaux, Chimie et Énergie à la DGA

Eugène Bychkov Professeur
LPCA, Université du Littoral Côte d'Opale, Dunkerque)

Pascal Masselin Maître de conférence
LPCA, Université du Littoral Côte d'Opale, Dunkerque

Remerciements

L'émotion de la soutenance ne m'a pas permis d'adresser mes remerciements en bonne et due forme. Je tiens donc maintenant à réparer cela. J'espère que les personnes que j'oublierai dans cette page me pardonneront et comprendront qu'ils n'en sont pas moins présents dans mon cœur.

Tout d'abord, je souhaiterais remercier l'ensemble des membres du jury qui ont effectué le déplacement de plus ou moins loin et qui m'ont apporté de nombreuses réflexions. En particulier, je tiens à remercier messieurs Stoian et Poumellec pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit et pour l'intérêt qu'ils m'ont adressé dans ces rapports. Je remercie également M. Douay d'avoir accepté la présidence de ce jury et M. Mortaigne pour sa représentation de la DGA.

Dans cette idée, je remercie l'ensemble des organismes qui ont permis la réalisation de ce travail, la DGA, le SMCO, l'INTERREG Cleantech, l'ULCO et le PRES de Lille. Je remercie également Hervé, le directeur du labo d'avoir accepté de prendre ma responsabilité au sein du laboratoire et pour son implication auprès des thésards.

Je tiens particulièrement à apporter tout mes remerciements et mon respect à Eugène pour avoir accepté de prendre la direction de ma thèse sans me connaître plus qu'à travers un nom et un CV, je le remercie pour son humanité et ses petits mots toujours gentils à mon égard.

Je garde maintenant une place toute particulière et pour longtemps à l'ensemble des membres du LPCA. Tout d'abord, les thésards : les anciens avec Chun, Yang, Christophe, Hélène, Trang, ceux de ma promo, Rémi et Sophie, et les suivants, Rabih, Aziz et Souhayeb, ceux sans qui la thèse ne serait vraiment pas un monde normal (n'est ce pas Sophie !). Je remercie de manière un peu particulière, Arnaud qui m'a fait mettre un premier pied au labo, Julien, le meilleur des secrétaires, Patrick, avec qui nous avons partagé les galères SNCF et tous les autres qui ont eu une influence directe ou indirecte pendant ces 3 ans et demi au LPCA et plus généralement à l'ULCO, avec Magaly, Marion, Pierre, Amaury, Perrine, Sylvain. Une pensée me vient également pour Pirouz qui a toujours eu un mot agréable et qui a été là quand j'ai eu besoin de lui.

Je remercie de tout mon cœur Flore, Coco et Capu qui ont subi mes déprimés à répétition, et ma famille, ma grand-mère, mes parents, mes frères et sœur et tous les autres.

Enfin, bien que leurs places puissent surprendre mais il paraît que l'on garde le meilleur pour la fin, je voudrais remercier deux hommes qui ont une place tout à fait différente dans ma vie mais qui ont eu tous les deux un très grand rôle dans la réussite de ce travail.

D'une part, je voudrais remercier Pascal, mon chef. Quoiqu'il se passe je pense qu'il sera toujours mon chef. Il a eu le courage contre tous les conseils extérieurs de me choisir comme première thésarde et j'en suis heureuse et honorée. Je tiens à VOUS remercier, mon chef, d'avoir toujours été là pour moi autant professionnellement que personnellement. Je vous remercie de votre patience pendant la rédaction et de l'intérêt que vous m'avez toujours porté depuis le jour où vous m'avez montré ce qu'on pouvait faire avec un laser et un morceau de verre de chalco.

Enfin, je voudrais remercier mon mari. Depuis six ans, il a subi les examens, l'attente de financement, la déprime des résultats qui ne viennent plus, la rédaction, la soutenance et malgré tout ça, aujourd'hui il est toujours là avec son soutien, sa patience et son amour. Je le remercie pour ce cadeau qu'est la thèse et qui porte un peu son nom.

Pour juste un dernier mot parce que j'espère qu'un jour, dans quelques années il la lira, je remercie mon petit prince, Nino, pour ses sourires et ses calins de tous les jours qui remontent le moral quelles que soient les conditions.

À mon petit prince, Nino, l'amour de ma vie

Table des matières

Introduction générale	19
1 GeGaS	23
1.1 Introduction	24
1.2 Principe du phénomène de filamentation	26
1.2.1 Auto-focalisation par effet Kerr	26
1.2.2 Ionisation multiphonique et génération de plasma électronique	27
1.2.3 Filamentation	28
1.2.4 Propriétés des filaments	29
1.3 Mesure du temps de vie des porteurs de charge	33
1.3.1 Mise en évidence de la filamentation dans le verre de GeGaS	33
1.3.2 Accumulation des porteurs de charge	35
1.3.3 Influence du Taux de répétition	38
1.3.4 Discussion	41
1.4 Photo-inscription dans le verre de GeGaS	43
1.4.1 Dispositif expérimental	43
1.4.2 Photo-inscription sans déplacement	46
1.4.3 Profil type des variations d'indice inscrites longitudinalement	47
1.4.4 Dépendances du profil de Δn	49
1.5 Limitations et conclusions	52
2 As₂S₃	55
2.1 Introduction	56

2.2	Inscriptions rectilignes	59
2.2.1	Dispositif expérimental	59
2.2.2	Inscriptions sans déplacement	60
2.2.3	Inscriptions avec déplacement longitudinal	63
2.3	Inscriptions en W	69
2.3.1	Empilement d'anneaux	69
2.3.2	Trajectoire hélicoïdale	70
2.3.3	Profil Type	71
2.3.4	Influence du pas de l'hélice	72
2.3.5	Influence de la vitesse	73
2.3.6	Influence du rayon de l'hélice	76
2.3.7	Influence de la puissance	78
2.4	Inhomogénéités longitudinales	81
2.4.1	Dépendance de Δn avec la position du point focal	81
2.4.2	Expériences de z-scan	82
2.4.3	Effets dépendants de la profondeur	89
2.5	Inscriptions de guides d'onde	94
2.5.1	Compensation en puissance	94
2.5.2	Compensation en rayon	97
2.6	Guidage optique	101
2.6.1	Le guidage	101
2.6.2	Mesure du mode	103
2.6.3	Guide d'onde à gradient d'indice	106
2.6.4	Mesure de pertes	107
2.7	Conclusion	110

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	9
Conclusion générale et perspectives	113
Annexes	125
A Acquisition de Dn	125
A.1 Méthode de calcul	125
A.2 Technique d'acquisition	127
A.3 Avantage, précision et limitation de la méthode	129

Liste des figures

1	Tableau résumant quelques exemples de Δn photo-inscrites dans la littérature en fonction des paramètres expérimentaux	20
1	GeGaS	24
1.1	Photographies des verres de GeGaS utilisés	24
1.2	Courbes de transmission du verre de GeGaS en fonction du pourcentage de CsCl	25
1.3	Processus d'auto-focalisation du faisceau par effet Kerr	27
1.4	Processus de défocalisation du faisceau par formation d'un plasma	28
1.5	Équilibre entre la focalisation et la défocalisation du faisceau permettant d'atteindre le régime de filamentation	29
1.6	Auto-nettoyage de mode	31
1.7	Mise en évidence de la présence d'un faisceau lumineux visible dans le verre lors de l'inscription	33
1.8	Photographie de trois variations d'indice photo-inscrites à différentes puissances dans le verre de GeGaS	34
1.9	Dispositif expérimental pour l'analyse de la densité des porteurs de charge	36
1.10	Signaux acquis pendant l'exposition du verre à un et à plusieurs pulses en fonction du temps	37
1.11	Signaux acquis pour trois taux de répétition différents du faisceau impulsionnel en fonction du nombre de pulses	38
1.12	Mesure du temps de vie des porteurs de charge	39
1.13	Simulation du signal transmis pour différentes expositions	39

1.14	Amplitude limite de la densité de porteurs de charge en fonction du taux de répétition	40
1.15	Influence de la polarisation sur l'amplitude de la densité de porteurs de charge	41
1.16	Dispositif expérimental utilisé lors des photo-inscriptions dans le verre de GeGaS	43
1.17	Chaîne laser complète en fonction du choix du taux de répétition.	44
1.18	Influence du taux de répétition sur les variations d'indice inscrites sans déplacement	46
1.19	Influence du taux de répétition sur le profil de Δn pour une exposition à 200000 pulses avec une intensité de 125 GW/cm^2	47
1.20	Variation d'indice type inscrite avec un déplacement parallèle à l'axe optique	48
1.21	Influence du taux de répétition et de l'intensité sur les profils de Δn	49
1.22	Influence du taux de répétition et de l'intensité sur le diamètre et l'amplitude de Δn	50
1.23	Influence de la vitesse de translation sur les profils de Δn	52
1.24	Exemple d'une variation d'indice inscrite à un taux de répétition de 76 MHz	53
2	As₂S₃	56
2.1	Photographie des verres d'As ₂ S ₃ utilisés	56
2.2	Fenêtre de transmission du verre d'As ₂ S ₃	56
2.3	Dispositif expérimental utilisé pour inscrire dans le verre d'As ₂ S ₃	59
2.4	Variation d'indice inscrite sans déplacement dans le verre d'As ₂ S ₃ (photographie, matrice de phase, matrice d'indice)	61
2.5	Influence de la puissance sur les profils des variations d'indice inscrites sans déplacement	62
2.6	Profil type des variations d'indice photo-inscrites longitudinalement et description des mesures effectuées	64
2.7	Profil transverse obtenu après inscription longitudinale	65

2.8	Influence de la puissance sur les profils des variations d'indice inscrites longitudinalement	66
2.9	Influence de la puissance sur les amplitudes et diamètres des variations d'indice inscrites longitudinalement	67
2.10	Description schématique d'une inscription en W	69
2.11	Trajectoire pour l'inscription d'une structure par l'empilement d'anneaux	70
2.12	Schématisation de la trajectoire hélicoïdale et de ses paramètres	70
2.13	Profil type des variations d'indice obtenues avec une trajectoire hélicoïdale	71
2.14	Influence du pas sur la variation d'indice	72
2.15	Homogénéité de la variation d'indice avec un pas de $25 \mu m$	74
2.16	Influence de la vitesse sur la variation d'indice	75
2.17	Influence du rayon sur le profil de la variation d'indice	77
2.18	Influence du rayon de l'hélice sur l'amplitude et le rayon de Δn	78
2.19	Influence de la puissance du faisceau sur le profil de Δn	79
2.20	Evolution de Δn avec la puissance moyenne	80
2.21	Profils de Δn en fonction de la profondeur dans l'échantillon	82
2.22	Évolution du rayon et de l'amplitude de dn en fonction de la profondeur dans l'échantillon	83
2.23	Dispositif expérimental pour utilisation de la technique de z-scan	83
2.24	Schématisation de l'action de l'indice de réfraction non-linéaire lors du balayage de l'échantillon à travers le point focal	84
2.25	Courbes de z-scan type obtenues lors de la translation d'échantillon fin .	85
2.26	Schématisation de l'action de l'absorption non-linéaire lors du balayage de l'échantillon à travers le point focal	86
2.27	Courbes de z-scan type obtenues lors de la translation d'échantillon épais	86
2.28	Courbe de z-scan en configurations ouverture fermée et pleine pour un échantillon de $17,7 \text{ mm}$	88
2.29	Fraction de puissance absorbée dans un échantillon de 25 mm	89
2.30	Elargissement des impulsions en fonction de l'épaisseur d'échantillon traversée	90

2.31	Largeur à mi-hauteur des impulsions se propageant dans le verre d'As ₂ S ₃	91
2.32	Schématisation de l'intervention des aberrations sphériques	91
2.33	Évolution de la largeur de la tâche focale	92
2.34	Schématisation géométrique de l'intervention des aberrations chromatiques	93
2.35	Ajout d'une pente en puissance pour conserver la fraction absorbée . . .	94
2.36	Evolution du rayon et de l'amplitude de dn en fonction de la profondeur dans l'échantillon avec ou sans compensation	96
2.37	Modification des trajectoires avec l'ajout d'une pente en rayon	97
2.38	Amplitude et rayon d'une variation d'indice inscrite avec une double compensation	98
2.39	Homogénéité sur 30 mmm	100
2.40	Amplitude et rayon des variations d'indice inscrite longitudinalement .	102
2.41	Dispositif permettant le guidage	102
2.42	Injection dans le guide d'onde	103
2.43	Distribution du signal acquis lors du balayage pour la mesure du mode guidé	104
2.44	Mode guidé en sortie de notre guide d'onde	104
2.45	Sections transversales du mode guidé	105
2.46	Profils types des fibres à gradient d'indice	106
2.47	Schéma simplifié des tronçons utilisés pour la mesure de pertes	108
A.1	Système d'axes utilisé pour les mesures de variations d'indice	126
A.2	Images types obtenues lors de la reconstruction d'indice	129
A.3	Comparaison des profils théorique du fournisseur d'une fibre SMF28 et mesuré par notre méthode	129

Liste des notations et abréviations utilisées

ABRÉVIATION	SIGNIFICATION
QPM	Microscopie quantitative de phase
SOE	Spectroscopie par Onde Evanescente
n	Indice de réfraction
n_0	Indice de réfraction linéaire
n_2	Indice de réfraction non-linéaire
Δn	Variation de l'indice de réfraction
α	coefficient d'absorption
α_0	coefficient d'absorption linéaire
α_2	coefficient d'absorption non-linéaire
P	Puissance incidente du laser
P_{cr}	Puissance critique de filamentation
I	Intensité du faisceau incident
I_{eq}	Intensité d'équilibre pour la formation d'un filament
I_{cr}	Intensité critique de filamentation

ABRÉVIATION	SIGNIFICATION
λ	Longueur d'onde
U_i	Energie d'activation
τ	Durée d'impulsion
Z_R	Longueur de Rayleigh
0	Plus petit waist
e	Épaisseur de l'échantillon
ρ	Densité
Δn_p	Variation transitoire de l'indice de réfraction
q_e	Charge d'un électron
m_e	Masse d'un électron
T	Température
T_g	Température de transition vitreuse
T_0	Augmentation instantannée de la température
t_c	Constante de temps d'inertie thermique
D	Constante de diffusivité thermique
k	Conductivité thermique
C_p	Capacité calorifique
\vec{v} ou v	Vitesse scalaire de déplacement
\vec{v}_z ou v_z	Vitesse de déplacement suivant l'axe z
$\vec{\omega}$ ou ω	Vitesse angulaire

ABRÉVIATION	SIGNIFICATION
n_c	Indice de cœur du guide d'onde
n_g	Indice de gaine du guide d'onde
a	Rayon du cœur du guide d'onde
V	Fréquence normalisée du guide d'onde

Introduction générale

Dès 1996, David *et al.* [1], ont montré que l'on pouvait modifier de manière ajustable et permanente, les propriétés d'un milieu transparent, et cela de manière très localisée. En particulier, ils ont été les premiers à inscrire un guide d'onde dans un verre de silice. Pour cela, ils ont fortement focalisé un laser femtoseconde dans un échantillon. La translation de ce verre à travers le point focal a mené à une modification localisée de l'indice de réfraction.

Différents avantages de cette technique de réalisation de dispositifs optiques peuvent expliquer l'intérêt de la communauté scientifique.

Tout d'abord, la photo-inscription est une technique directe. Elle ne nécessite pas de masque ou de procédé chimique contrairement à la photolithographie. Ainsi, elle permet de réaliser différents types de dispositif, du passif à l'actif, et du simple guide d'onde [1] au laser à fort rendement [2], et cela en une seule étape. Elle permet ainsi de concevoir rapidement de nombreux prototypes et peut être utilisée dans le cadre de fabrication à la demande.

Un autre avantage majeur de cette technique de réalisation de dispositifs est son adaptabilité. En effet, au travers des nombreux paramètres expérimentaux disponibles (type de laser, longueur d'onde du laser, taux de répétition, polarisation, énergie déposée...), la photo-inscription permet de choisir les dimensions et propriétés des dispositifs. De plus, la trajectoire de l'échantillon est un degré de liberté supplémentaire qui permet d'inscrire des dispositifs différents dans un même matériaux.

Enfin, cette technique de conception en volume permet l'inscription de dispositifs en trois dimensions. Nolte *et al.* ont été les premiers à concrètement réaliser une structure en 3D par photo-inscription dans un verre de silice [3]. Pour cela ils ont utilisé une trajectoire transverse (perpendiculaire à l'axe optique) et une focalisation autorisant l'inscription à différentes profondeurs. Plus récemment, cet avantage a permis de réaliser des circuits photoniques, comme l'ont fait Ródenas *et al.* dans des verres de

PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX	TRAJECTOIRE UTILISÉE	Δn $\times 10^{-3}$	Ref []
Verres à base de silice			
1 kHz ; <5000 fs ; 800 nm ; <0,4 nJ	\perp	0,5	[5]
1 kHz ; 45 fs ; 800 nm ; 3 μ J	//	6	[6]
20 kHz ; 40 fs ; 800 nm ; 2,8 nJ	//	5	[7]
100 kHz ; 160 fs ; 800 nm ; 1,2 μ J	\perp	10	[8]
500 kHz ; 220 fs ; 522 nm ; 133 nJ	\perp	22	[9]
1 MHz ; 375 fs ; 1045 nm ; 5 nJ	\perp	7	[10]
Verres à base de phosphore			
1 kHz ; 120 fs ; 800 nm ; 1,5 μ J	\perp	3,5	[11]
1 kHz ; 160 fs ; 800 nm ; 30 mJ	\perp	12	[12]
505 kHz ; 250 fs ; 1040 nm ; 435 nJ	\perp	8	[13, 14]
Verres à base de fluor			
200 kHz ; 120 fs ; 810 nm	//	3	[15]
5,1 MHz ; 50 fs ; 800 nm ; 550 nJ	hexagone	-1,5	[2]
Polymères			
93 MHz ; 27 fs ; 800 nm ; 1,3 nJ	\perp	60	[16]
Verre de chalcogénure			
500 kHz ; 460 fs ; 1040 nm ; 50 nJ	3D	12	[4]
76 MHz ; 250 fs ; 800 nm ; 80 nJ	//	-5	[17]
80 MHz ; 200 fs ; 800 nm ; 25 kW/cm ²	//	80	[18]

FIG. 1: Exemples de variations d'indice photo-inscrites dans différents matériaux. Les inscriptions réalisées en translatant les échantillons parallèlement à l'axe optique sont symbolisée par // alors que les inscriptions dites transverses sont symbolisées par \perp .

chalcogénure [4].

Afin de montrer l'étendue des possibilités offertes par la photo-inscription, quelques résultats sont présentés dans le tableau de la figure 1 pour différents matériaux.

Dans ce tableau, Les données présentées ne correspondent qu'à des variations d'indice (Δn) inscrites par des trains d'impulsions femtosecondes car il s'agit du régime que nous traiterons dans ce manuscrit. Les amplitudes présentées correspondent aux valeurs maxima obtenues pour chaque étude.

Sur ce tableau, on peut voir l'influence des différents paramètres sur l'amplitude des Δn . Ainsi, pour les verres à base de silice, hormis pour la référence [10], et pour les verres de chalcogénure (pour les références [4, 18]), l'augmentation du taux de répétition entraîne clairement une hausse de l'amplitude de Δn . L'étude de Eaton *et al.* [10] explique cette influence par la présence d'une accumulation de la hausse de température

dans les verres de silice.

D'autre part, l'étude effectuée par le groupe de Mishchik *et al.* en 2013 [8] présente l'action de l'énergie et de la durée d'impulsion sur la morphologie des structures photo-inscrites. Ils montrent que l'augmentation du premier paramètre ou la diminution du deuxième entraîne un allongement des structures inscrites et une hausse de leur amplitude.

Sur ce tableau, on peut également remarquer que la trajectoire la plus utilisée est perpendiculaire à l'axe optique. En effet, dans la plupart des matériaux, le faisceau laser doit être fortement focalisé pour atteindre des intensités de l'ordre du GW/cm^2 . Ainsi, pour inscrire dans ces matériaux, le système focalisant est généralement de faible distance de travail. Il ne permet donc pas l'inscription sur toute la profondeur de l'échantillon.

Or dans le cadre de ce travail, les verres étudiés possèdent un indice de réfraction très élevé. De cette manière, des intensités de l'ordre du GW/cm^2 peuvent être atteintes avec des systèmes dont la distance de travail est supérieure à quelques centimètres. C'est ainsi que lors de notre étude nous avons pu utiliser une trajectoire dont la translation est parallèle à l'axe optique. La perspective d'une inscription en trois dimensions demeure donc réalisable.

D'autre part, l'ensemble des paramètres expérimentaux va également déterminer le phénomène prédominant lors de l'inscription des Δn . En effet, en fonction du matériau traité et de ses spécificités, les phénomènes responsables des inscriptions vont être différents [19]. Bien qu'ils ne soient pas encore clairement identifiés pour tous les matériaux, il en existe deux qui seront étudiés dans ce manuscrit : la filamentation et les effets d'origine thermique.

Ce travail de thèse est découpé en deux parties qui traitent chacune d'un verre de chalcogénure. Dans chacun de ces verres, les phénomènes permettant la photo-inscription de variation d'indice sont différents.

Dans la première partie, concernant le verre de GeGaS, nous verrons que lors des inscriptions, le faisceau se propage sous la forme d'un filament. Ce phénomène sera étudié ainsi que les conséquences de ses propriétés sur les différentes évolutions observées en fonction des paramètres expérimentaux.

En particulier nous mettrons en évidence la présence d'un effet d'accumulation des porteurs de charges qui expliquera l'évolution de la morphologie des structures inscrites avec le taux de répétition. L'ensemble des autres paramètres sera étudié et nous montrerons qu'un contrôle de l'amplitude des variations d'indice inscrites est possible sur un

ordre de grandeur.

L'autre partie traite du verre d' As_2S_3 . Dans ce verre, nous montrerons que les effets thermiques sont prédominants lors des inscriptions. Nous verrons que cet effet implique la formation de variations d'indice négatives.

Les différents paramètres expérimentaux seront également étudiés dans ce verre pour comprendre l'évolution de la morphologie des structures inscrites. Enfin, nous vous présenterons la solution utilisée pour réaliser des structures positives dans ce verre d' As_2S_3 .

Ces variations d'indice positives et ajustables, inscrites dans le verre à base d'arsenic, ont ainsi pu mener à la conception de guides d'onde. Les premiers tests de guidages et les premières mesures de pertes ont donc été réalisées

La méthode de mesure des variations d'indice photo-inscrites est détaillée en annexe A. L'ensemble des matrices de phase et d'indice présentées dans ce travail ont été déterminées par cette méthode.

Chapitre 1

GeGaS

Sommaire

1.1	Introduction	24
1.2	Principe du phénomène de filamentation	26
1.2.1	Auto-focalisation par effet Kerr	26
1.2.2	Ionisation multiphonique et génération de plasma électronique	27
1.2.3	Filamentation	28
1.2.4	Propriétés des filaments	29
1.3	Mesure du temps de vie des porteurs de charge	33
1.3.1	Mise en évidence de la filamentation dans le verre de GeGaS	33
1.3.2	Accumulation des porteurs de charge	35
1.3.3	Influence du Taux de répétition	38
1.3.4	Discussion	41
1.4	Photo-inscription dans le verre de GeGaS	43
1.4.1	Dispositif expérimental	43
1.4.2	Photo-inscription sans déplacement	46
1.4.3	Profil type des variations d'indice inscrites longitudinalement	47
1.4.4	Dépendances du profil de Δn	49
1.5	Limitations et conclusions	52

1.1 Introduction

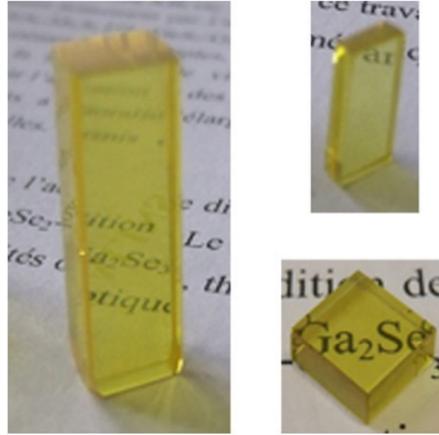


FIG. 1.1: Photographies des verres de GeGaS utilisés

Le verre étudié dans cette partie est à base de gallium, de germanium et de soufre. Un faible pourcentage de chlorure de césium est ajouté pour faciliter la synthèse. Ainsi la composition exacte est $90 (80 (\text{GeS}_2) - 20 (\text{Ga}_2\text{S}_3)) - 10 (\text{CsCl})$. Pour alléger la lecture du texte, il sera noté GeGaS dans l'ensemble de ce manuscrit. L'influence de cet ajout ainsi que la méthode de fabrication de notre verre sont décrites dans la référence [20]. Sa photographie est présentée sur la figure 1.1.

Les constantes optiques de ce verre, utilisées par la suite, sont : 2,0728 pour l'indice de réfraction linéaire et $2,57 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{GW}$ pour l'indice de réfraction non-linéaire à une longueur d'onde de 800 nm [20]. Les courbes de transmission du verre de $(80 (\text{GeS}_2) - 20 (\text{Ga}_2\text{S}_3))_{100-x} - (\text{CsCl})_x$ pour des valeurs de x égales à 0, 5, 10, 15 et 20 sont présentées sur la figure 1.2 issue de [20]. On peut donc voir sur cette figure que notre verre est transparent à partir de 500 nm et jusque 11,5 μm [21].

À notre connaissance, la photo-inscription dans les verres à base de germanium et de soufre, a été peu étudiée. Les ordres de grandeurs des variations d'indice obtenues sont donc difficilement comparables. Cependant, Blonskyi *et al.* ont étudié le verre de $\text{As}_4\text{Ge}_{30}\text{S}_{66}$ dans [22] et obtiennent des variations d'indice de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-3}$ mais à forte énergie (1 mJ) et à faible taux de répétition (1 kHz). Dans cet article, les auteurs montrent également que le phénomène responsable des inscriptions dans leur verre est lié à la présence d'un filament.

Le première partie de ce travail sera consacrée à la description du phénomène de

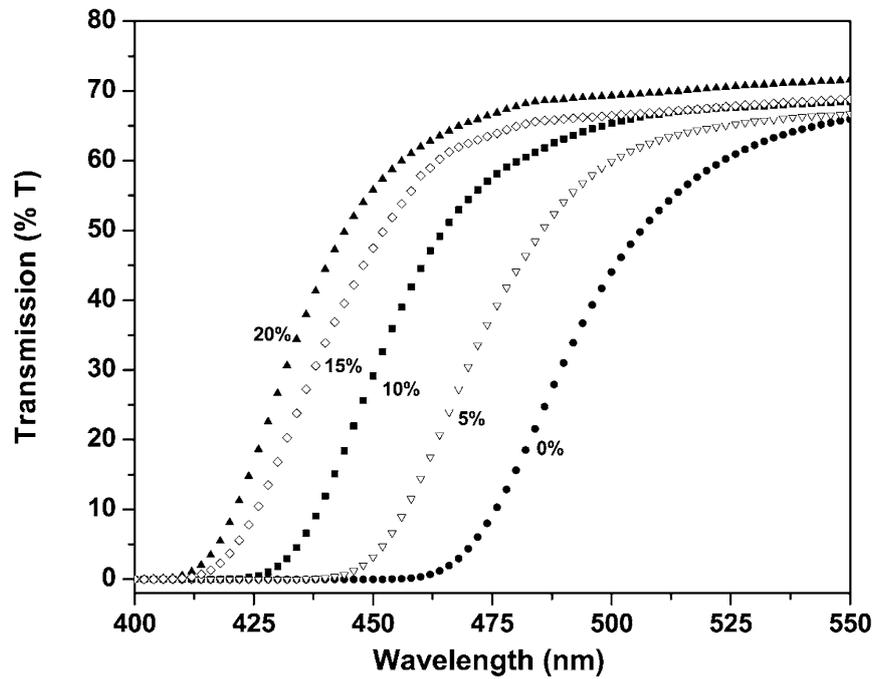


FIG. 1.2: Transmission du verre de GeGaS en fonction du pourcentage de CsCl issue de [20]

filamentation. Nous détaillerons rapidement les propriétés qui influent sur la photo-inscription de guides d'onde dans le verre de GeGaS.

Dans la partie suivante, nous mettrons en évidence que la filamentation est le phénomène prédominant lors des inscriptions dans le verre de GeGaS. L'étude portera plus particulièrement sur la génération du plasma liée à la formation du filament. Pour cela, nous étudierons la densité des porteurs de charge excités et son évolution dans le temps.

La dernière partie concernera les variations d'indice de réfraction inscrites par filamentation dans le verre de GeGaS. Le dispositif expérimental utilisé sera également décrit dans cette partie. Les divers paramètres influençant le profil et les dimensions des structures inscrites seront ainsi étudiés de manière à obtenir un contrôle sur Δn .

1.2 Principe du phénomène de filamentation

1.2.1 Auto-focalisation par effet Kerr

Le régime impulsif femtoseconde entraîne généralement des intensités très élevées et dans ce cas, les non-linéarités optiques du milieu sont à prendre en compte, notamment l'effet Kerr. Cette réponse non-linéaire du troisième ordre se traduit par une dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité du faisceau selon la relation [23] :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (.1.1)$$

avec n_0 l'indice de réfraction du milieu et n_2 l'indice non-linéaire de troisième ordre et I l'intensité du faisceau.

Pour une impulsion de profil spatial Gaussien, l'intensité est plus importante en son centre que sur les bords. Ainsi, en traversant un milieu d'indice n_2 positif, le faisceau "voit" un indice de réfraction plus important au centre qu'en périphérie. De cette manière, le faisceau crée sa propre lentille convergente appelée aussi lentille de Kerr, qui le focalise sur lui-même. A contrario, si n_2 est négatif, alors la lentille de Kerr sera divergente et le faisceau sera défocalisé. Cet effet d'auto(dé)-focalisation peut dominer la diffraction naturelle du faisceau lorsque sa puissance dépasse une valeur critique P_{cr} définie par :

$$P_{cr} = \frac{3.77 * \lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (.1.2)$$

avec λ la longueur d'onde utilisée [24]. Le coefficient de 3,77 n'est exact que pour un faisceau gaussien. Dans notre cas, à une longueur d'onde de 800 nm et pour le verre de GeGaS, la puissance critique est égale à 18 kW. Au delà de cette limite P_{cr} , si aucun autre effet n'intervient, l'auto-focalisation devient catastrophique et le faisceau s'effondre sur lui-même [25].

La figure 1.3 (issue de [23]) est une schématisation de l'effet Kerr. La distribution gaussienne de l'intensité mène à un gradient d'indice, en bleu, à gauche sur le schéma et à la formation d'une lentille convergente qui focalise le faisceau jusqu'à son effondrement (à droite du schéma).

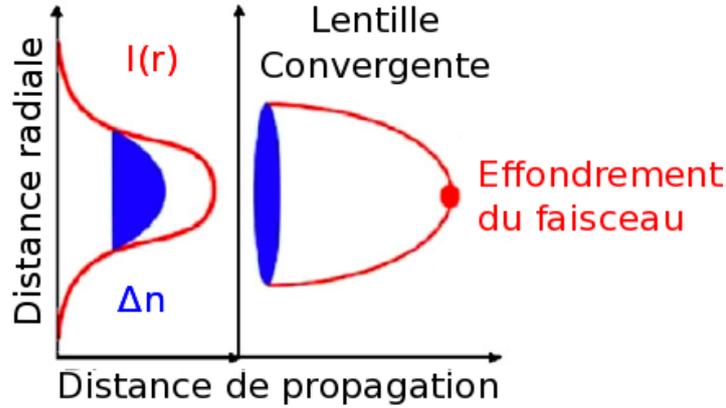


FIG. 1.3: Processus d'autofocalisation du faisceau par effet Kerr jusqu'à atteindre l'effondrement (figure issue de [23])

1.2.2 Ionisation multiphotonique et génération de plasma électronique

Ionisation

Nous avons vu sur la figure 1.2 que le verre de GeGaS était transparent à une longueur d'onde de 800 nm. Par contre, dans un régime d'intensité élevée, l'absorption non-linéaire est à prendre en compte. Comme la longueur d'onde basse de la plage de transmission est de 500 nm, il faudra deux photons à 800 nm pour permettre l'ionisation.

Par ailleurs, la probabilité pour que deux photons s'associent pour exciter les porteurs de charges du verre est faible. Cependant, cette probabilité augmente avec l'intensité. Ainsi, lorsque l'effet Kerr intervient, la taille du faisceau diminue et donc l'ionisation multiphotonique devient plus importante.

Génération de plasma électronique

Ce plasma de densité électronique $\rho(t)$ créé par ionisation multiphotonique, est peu dense et s'oppose à l'auto-focalisation créée par effet Kerr. En effet, il induit une diminution de l'indice de réfraction telle que [26] :

$$\Delta n = -\frac{\rho(t)}{2\rho_c} \quad (.1.3)$$

avec $\rho_c = \epsilon m_e \omega^2 / q_e^2$ la densité critique de plasma, ϵ la permittivité du verre, et m_e et q_e respectivement la masse et la charge d'un électron.

La densité électronique est plus faible au centre du faisceau que sur sa périphérie car l'intensité est supérieure au centre et la probabilité d'associer deux photons y est plus élevée. Il se forme donc un gradient d'indice négatif. Ainsi, le plasma agit comme une lentille divergente de la même manière que la lentille de Kerr agit comme une lentille convergente. Ce phénomène est schématisé sur la figure 1.4 (également issue de [23]).

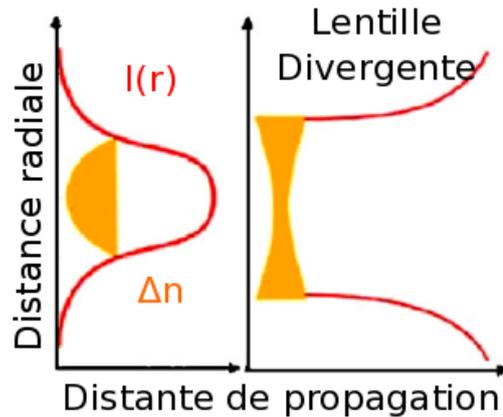


FIG. 1.4: Processus de défocalisation du faisceau par formation d'un plasma (figure issue de [23])

Sur ce schéma, la partie de gauche représente la distribution d'intensité et donc la formation d'un gradient négatif de l'indice de réfraction. La partie de droite représente la formation de la lentille divergente et la défocalisation du faisceau qui s'en suit.

1.2.3 Filamentation

Ces deux processus, l'auto-focalisation par effet Kerr et la défocalisation induite par la formation du plasma, agissent de manière opposée sur le faisceau comme on peut le voir sur les figures 1.3 et 1.4. Cependant, il existe une condition sur l'intensité, I , pour laquelle ces deux effets vont compenser la divergence "naturelle" du faisceau. Il se propage alors en conservant un diamètre constant et forme un filament.

L'équilibre entre ces trois effets, nécessaire à ce phénomène, est atteint lorsque l'équation suivante est satisfaite :

$$n_2 I_{eq} = \frac{\rho(t)}{2\rho_c} + \frac{1.22\lambda_0^2}{8\pi n_0 \omega_0^2} \quad (.1.4)$$

Chaque terme de cette équation représente la participation à la variation d'indice pour

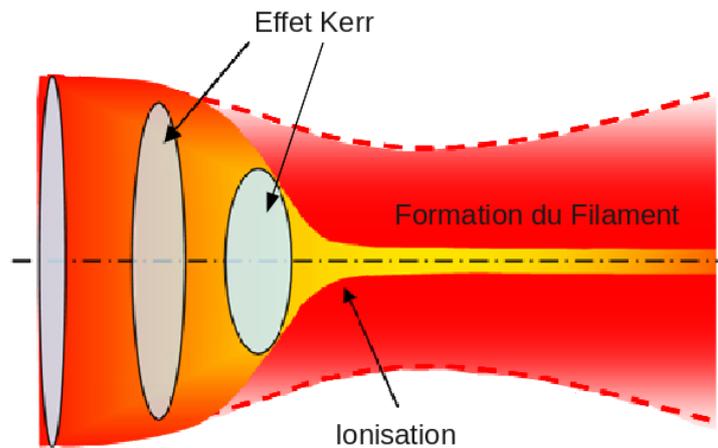


FIG. 1.5: Équilibre entre la focalisation et la défocalisation du faisceau permettant d'atteindre le régime de filamentation

chacun des mécanismes : le premier étant celle de l'effet Kerr, le deuxième celle de la formation du plasma et le dernier celle de la divergence naturelle.

La formation du filament est résumée dans la figure 1.5. L'auto-focalisation due à l'effet Kerr s'intensifie jusqu'à ce que la probabilité d'associer deux photons soit suffisamment élevée. Le faisceau subit alors une défocalisation avec la formation d'un plasma. L'équilibre qui s'installe permet de cette manière une propagation longue et sans effondrement de l'intensité transportée et la formation d'un filament.

1.2.4 Propriétés des filaments

La filamentation est un régime de propagation de la lumière particulier possédant certaines propriétés qu'il est important de connaître pour comprendre la suite de ce travail.

Bloquage de l'intensité

La condition d'équilibre entre les effets décrits précédemment définit une intensité constante dans le filament [27]. Ainsi, si l'intensité du faisceau est inférieure à cette intensité I_{eq} , la filamentation ne se produit pas. Si par contre, l'intensité incidente est supérieure à cette limite, le filament pourra se former et l'excédent d'énergie se retrouvera dans un bain de photons qui entoure le filament. Il s'agit d'un réservoir d'énergie qui participera à la propagation du filament comme nous le verrons un peu plus loin.

Yablonovitch et Bloembergen [28] ont montré que le diamètre du filament dépend de la puissance transportée par ce filament. Or elle est constante, donc le diamètre du filament sera également constant. La relation issue de [28] donne une estimation de ce diamètre :

$$D \sim \frac{1,22\lambda}{4\sqrt{n_2}E_{cr}} \quad (.1.5)$$

avec E_{cr} le champs correspondant à la puissance critique définie à la page 26. Dans notre cas, le calcul montre que dans nos conditions expérimentales, le diamètre du filament est de l'ordre de $1,3 \pm 0,3 \mu\text{m}$.

Par conséquent, cette propriété de blocage d'intensité impose une limite basse de la puissance utilisable lors de la photo-inscription.

Nettoyage de mode

Lors de la formation du filament, le mode spatial d'ordre le plus bas est le premier à s'auto-focaliser car il est celui de diamètre le plus faible. Si l'intensité n'est pas trop élevée, les autres modes rencontrent le plasma formé par le premier mode et sont défocalisés avant de pouvoir "entrer" dans le filament. De cette manière, seul le mode le plus bas demeure à l'intérieur du filament alors que les autres, d'ordre supérieur, sont diffractés et restent dans le réservoir d'énergie [29].

Ainsi, le filament ne laisse se propager en son cœur qu'un faisceau parfaitement symétrique spatialement et avec un mode de qualité quasi-parfaite ($M^2 \simeq 1$ ce qui correspond au mode fondamental voir page 103). Cette capacité d'auto-nettoyage a été mise en évidence par Prade *et al.* [30].

Sur la figure 1.6, issue de [30], le profil spatial d'un filament est mesuré après 20 m de propagation dans l'air. La figure 1.6a représente la partie filtrée correspondant au filament alors que la figure 1.6b, à droite, représente la totalité du faisceau. On observe bien sur ces images que la partie qui ne concerne que le processus de filamentation est beaucoup plus circulaire que celle représentant l'ensemble du faisceau.

Cette propriété a un grand intérêt lorsque le filament est utilisé pour la photo-inscription. En effet, la variation d'indice résultante après exposition au laser et donc au filament, sera parfaitement circulaire.

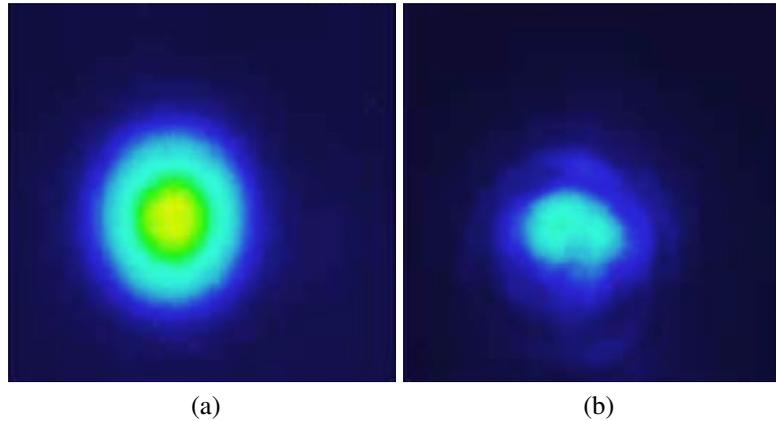


FIG. 1.6: Mise en évidence de l’auto-nettoyage de mode après 20 m de propagation (figures issues de [30])

Robustesse

Cette propriété nommée *auto-guérison* par Kolesik et Moloney est directement liée à la manière dont est transportée l’énergie dans le régime de la filamentation [31]. Le réservoir d’énergie que nous avons décrit précédemment entoure le filament. Il est constitué de photons qui transportent l’énergie supplémentaire.

De cette manière, lorsque le filament est partiellement bloqué par un obstacle lors de sa propagation, il “rend” son énergie au réservoir de photons qui l’entoure. Ceci permet sa régénération derrière l’obstacle tant que la réserve d’énergie est suffisante ou la génération de nouveaux filaments [32].

Lors de la photo-inscription, la robustesse du filament lui permet de continuer sa propagation dans le verre en étant insensible aux impuretés ou aux inhomogénéités rencontrées. Elle permet également d’obtenir une structure photo-inscrite identique avant et après une impureté.

Multifilamentation

Lorsque l’intensité du faisceau incident est suffisamment élevée, d’autres filaments similaires au premier peuvent se créer. Ils possèdent les mêmes caractéristiques, le même diamètre et la même intensité. Les divers filaments formés peuvent interagir entre eux, ils peuvent fusionner, apparaître et disparaître au cours de la propagation [33].

Lors de la photo-inscription, cette propriété va mener à des structures inhomogènes

qui vont donc limiter la puissance maximale utilisable pour réaliser des variations d'indice homogènes.

1.3 Mesure du temps de vie des porteurs de charge

Dans cette partie, nous mettrons en évidence la prédominance du phénomène de la filamentation lors des inscriptions. Nous détaillerons les diverses expériences qui ont été menées sur la mesure du temps de vie des porteurs de charge dans le verre de GeGaS. Nous montrerons également ce qui nous a permis de comprendre l'influence du taux de répétition du laser sur l'amplitude de la variation d'indice photo-inscrite ou encore celle de la vitesse de déplacement.

1.3.1 Mise en évidence de la filamentation dans le verre de GeGaS

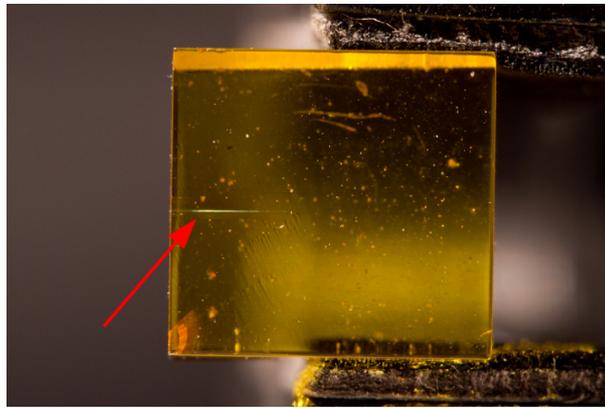


FIG. 1.7: Mise en évidence de la présence d'un faisceau lumineux visible dans le verre lors de l'inscription

Dans un premier temps, le verre de GeGaS a été exposé aux impulsions femtosecondes, à une longueur d'onde de 800 nm. Les premières observations sont visibles sur la figure 1.7. Sur cette photographie, la réémission du plasma est clairement visible et on peut noter son extension longitudinale significative dans la direction de propagation du faisceau.

D'autre part, lorsque le faisceau laser est focalisé dans ce verre avec des puissances supérieures à P_{cr} (cf page 26), après l'exposition, il demeure une variation d'indice permanente. Elle se caractérise par une forte extension longitudinale et très faible dans le plan transverse.

Sur la figure 1.8, trois inscriptions statiques (sans déplacement), obtenues avec différentes intensités, sont visibles. Elles ont été réalisées à un taux de répétition de 76 MHz, avec des impulsions de 200 fs et pendant une durée d'exposition d'une seconde.

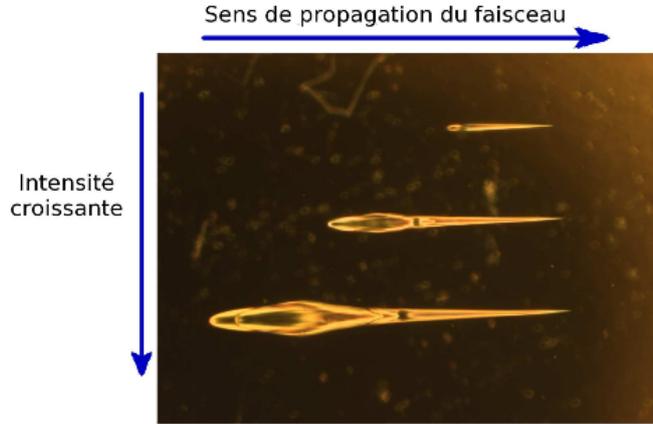


FIG. 1.8: Photographie de trois variations d'indice photo-inscrites à différentes puissances dans le verre de GeGaS

Les variations d'indice représentées sur cette photographie mettent en évidence la prédominance dans la direction de propagation de l'inscription mais également une élongation vers l'avant des modifications lorsque l'intensité augmente. Effectivement, la distance entre la lentille et la face d'entrée n'a pas été modifiée pour les trois inscriptions. On peut cependant observer sur la figure que lorsque la puissance augmente, le "début" des inscriptions est plus proche de la face d'entrée du verre.

Ce rapprochement du point focal peut s'expliquer par l'auto-focalisation. Lorsque la puissance est augmentée, l'effondrement du faisceau dû à l'effet Kerr se produit à une distance plus courte. En effet, cette distance avant effondrement, notée L_{eff} est reliée à l'inverse de la puissance incidente selon la relation semi-empirique (équation (5) de [23]) :

$$L_{eff} = \frac{0,367Z_R}{\sqrt{[(P_{inc}/P_{cr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219}}. \quad (.1.6)$$

avec P_{in} la puissance incidente, et Z_R la longueur de Rayleigh. Ainsi, le filament se forme plus tôt menant ainsi à une structure photo-inscrite plus proche de la face d'entrée.

Par ailleurs, le verre contenant les modifications résultantes après exposition du laser a été recuit à des températures légèrement supérieures à sa température de transition vitreuse ($T_g = 396 \text{ °C}$ [20]) pendant cinq heures. Les différentes observations effectuées après chaque heure de recuit ne montrent aucune modification des structures. Aucune relaxation n'est observée.

Cette expérience nous permet de conclure que les processus hydrodynamiques liés

au passage de la température au delà de T_g , ne sont pas prédominants lors de la formation de Δn . En effet, Eaton *et al.* ont montré dans [10] que dans le cas où les effets thermiques sont responsables de l'inscription de structure dans un verre, celles-ci disparaissent lors du recuit à la température T_g .

Ainsi, les différentes expériences menées permettent d'affirmer que dans le verre de GeGaS, l'ionisation multi-photonique est principalement responsable de la formation de Δn .

1.3.2 Accumulation des porteurs de charge

La présence du plasma dans le filament induit une variation transitoire de l'indice de réfraction proportionnelle à la densité de porteurs de charge. Nous allons étudier cette variation d'indice pour obtenir des informations sur le plasma et sur les porteurs de charge qui le constituent. Celles-ci devraient nous permettre de mieux comprendre les mécanismes responsables de l'inscription de variations d'indice permanentes.

L'expérience

L'ensemble des expériences présentées dans cette partie a été réalisé à des puissances inférieures à P_{cr} de manière à ce qu'aucune inscription permanente ne soit réalisée. En effet, si P est inférieure à P_{cr} , le faisceau ne s'effondre pas et l'ionisation multi-photonique reste suffisamment faible pour ne pas entraîner de processus par avalanche. Le but des expériences est d'étudier l'évolution temporelle de la densité des porteurs de charges $\rho(t)$. Pour cela on cherchera à obtenir des informations sur la variation transitoire de l'indice de réfraction. Rappelons que :

$$\Delta n_p = -\frac{\rho(t)}{2\rho_c}. \quad (.1.7)$$

Le dispositif expérimental utilisé est décrit sur la figure 1.9. Deux faisceaux lasers sont superposés par un miroir dichroïque. Le premier laser (en rouge sur le schéma) délivre des impulsions d'environ 200 fs à un taux de répétition variant entre 1 et 300 kHz. Il fonctionne à une longueur d'onde de 800 nm. La polarisation de ce faisceau est contrôlée par les lames demi-onde et quart d'onde. Il est ensuite focalisé dans l'échantillon par une lentille $F^{(0)}$ de 50 mm de distance focale. Le second laser (en gris sur le schéma) est continu et fonctionne à une longueur d'onde de 1,55 μm . Il est superposé spatialement au premier laser par le miroir dichroïque $MD^{(1)}$ et en est séparé, après l'échantillon, par le miroir $MD^{(2)}$.

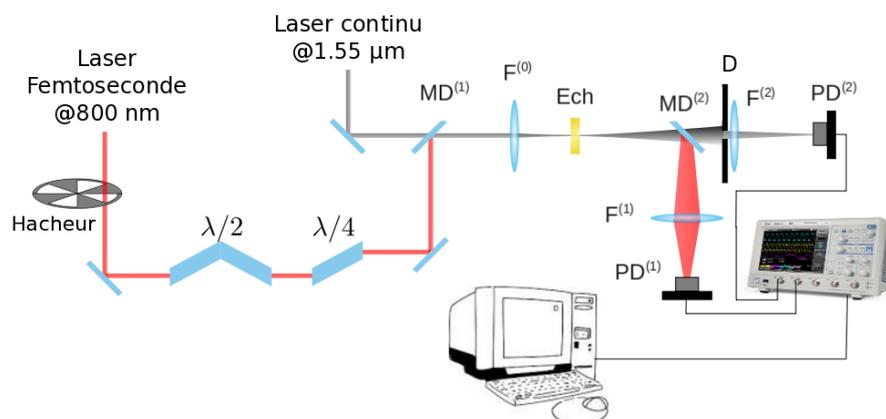


FIG. 1.9: Dispositif expérimental pour l'analyse de la densité des porteurs de charge

Le faisceau impulsionnel est ensuite focalisé par la lentille $F^{(1)}$ dans une photo-diode Det110 de la société Thorlabs® ($PD^{(1)}$) et le faisceau continu est focalisé par $F^{(2)}$ dans un photo-détecteur FPD-510 de la société Menlo® ($PD^{(2)}$). Les informations issues de $PD^{(1)}$ et $PD^{(2)}$ sont recueillies par un oscilloscope ultra-rapide LeCroy. Le photo-détecteur 1 sert principalement de déclencheur pour l'acquisition du signal correspondant au faisceau continu.

Lors de ces expériences, le faisceau impulsionnel focalisé dans l'échantillon va exciter les porteurs de charges et créer une variation transitoire de l'indice de réfraction. Lors de son passage à travers l'échantillon, le laser continu va subir la défocalisation liée à Δn_p et sa divergence sera modifiée de la même manière que lors d'une expérience de z-scan. Le principe de ces expériences de z-scan sera plus détaillé dans la partie 2.4.2 page 82.

Le diaphragme placé avant la lentille $F^{(2)}$, configuré pour transmettre 40 % de la puissance totale, permettra d'étudier les variations de diamètre du faisceau. En effet, une focalisation mènera à une diminution de la taille du faisceau continu et donc à une hausse du signal acquis alors qu'une défocalisation conduira à une baisse. Il faut noter que l'absorption non-linéaire à 800 nm ne modifie pas l'absorption à 1,55 nm.

D'autre part, le hacheur optique présenté sur la figure 1.9 n'est utilisé que lors de l'expérience permettant d'étudier l'influence de la polarisation sur la modification d'indice transitoire.

Effet d'accumulation

Le signal enregistré après l'excitation du plasma par un seul pulse est représenté sur la figure 1.10a. Le signal continu transmis par le diaphragme est en noir sur ce graphe alors que la représentation temporelle du pulse est en bleu.

Comme on peut le voir sur cette première figure, la transmission subit une décroissance rapide suivie d'un retour au niveau initial avec une évolution de type exponentiel. On peut noter de plus, que le sens de variation est cohérent avec le signe négatif de la variation transitoire de l'indice de réfraction.

On envoie ensuite une série d'impulsions séparées de 1,5 ms. Le signal acquis est représenté en rouge sur la figure 1.10b. La courbe en noir est la même que sur la figure 1.10a.

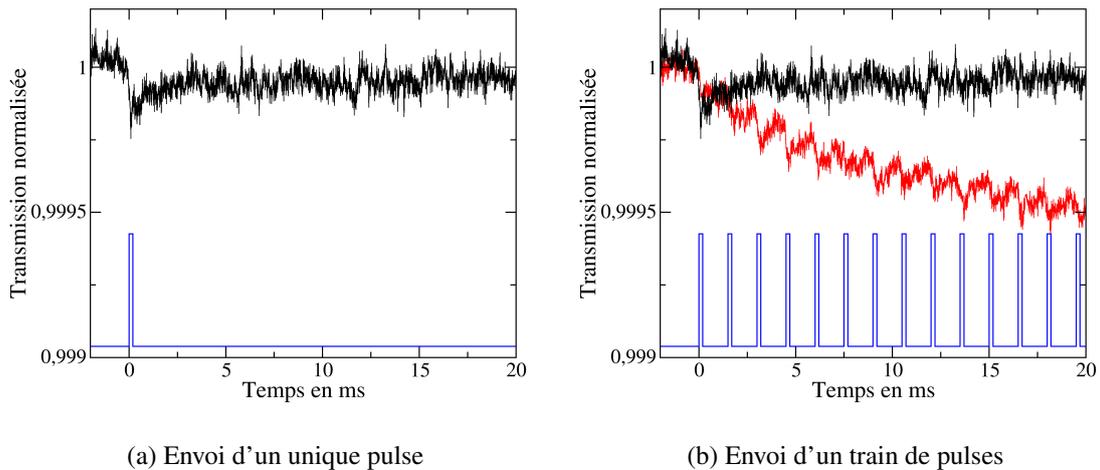


FIG. 1.10: Signaux acquis pendant l'exposition du verre à un et à plusieurs pulses en fonction du temps

Après l'excitation par le pulse femtoseconde, la densité de porteurs de charge relaxe avec un comportement exponentiel. Lorsque le deuxième pulse arrive sur l'échantillon, avant que la densité de porteur ne revienne à zéro, le signal transmis décroît à une valeur inférieure à celle correspondante à une unique impulsion. Ce phénomène est répété à l'arrivée de chaque nouveau pulse et on peut observer la présence d'un effet d'accumulation de la densité de porteurs de charge ou de défauts.

1.3.3 Influence du Taux de répétition

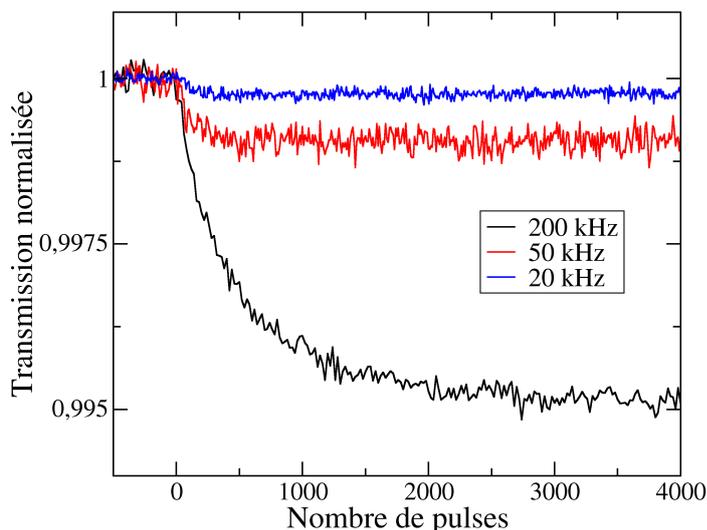


FIG. 1.11: Signaux acquis pour trois taux de répétition différents du faisceau impulsionnel en fonction du nombre de pulses

L'expérience précédente a été reproduite en faisant varier le taux de répétition des pulses incidents sur l'échantillon. La figure 1.11 présente les transmissions normalisées du signal continu en fonction du nombre de pulses pour trois taux de répétition du faisceau impulsionnel : 20 (en bleu), 50 (en rouge) et 200 kHz (en noir).

Sur cette figure, l'effet d'accumulation est visible pour les trois taux de répétition. On observe également que la densité de porteurs de charge $\rho(t)$ atteint une valeur stationnaire qui est plus importante alors que le taux de répétition augmente. Cette valeur correspond à un état d'équilibre entre le nombre de charges excitées et le nombre de celles qui ont relaxé.

La courbe rouge de la figure 1.12 correspond au signal transmis lors de l'exposition au laser impulsionnel de l'échantillon pendant 35 ms à un taux de répétition de 50 kHz. Cette durée est définie de manière à avoir atteint le régime stationnaire. Après ces 35 ms, l'exposition est interrompue et on peut voir la relaxation de la transmission de la même manière que nous l'avons observé pour l'exposition à un pulse avec un rapport signal sur bruit plus élevé.

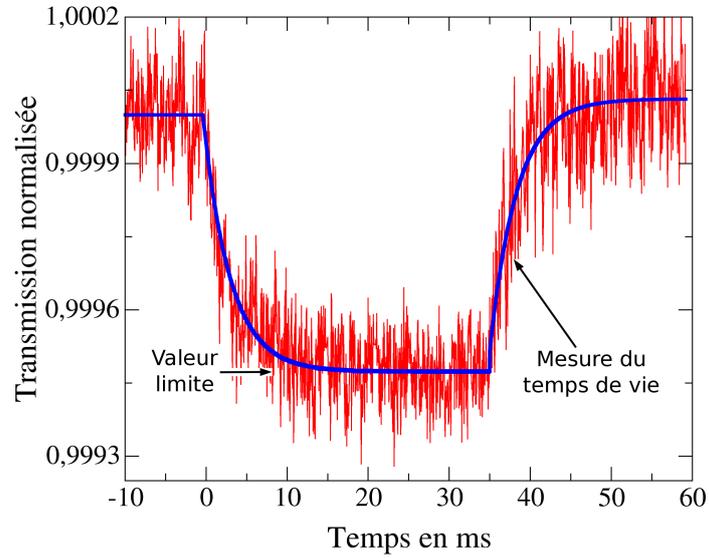
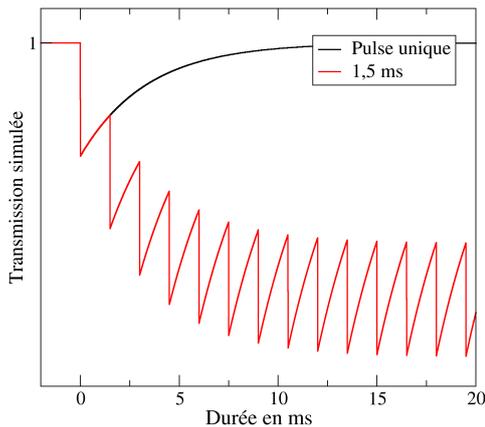
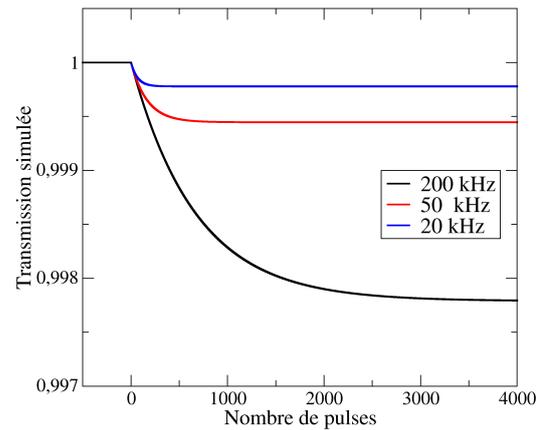


FIG. 1.12: Mesure du temps de vie des porteurs de charge

Un ajustement de cette relaxation a été effectué par une fonction exponentielle, il est représenté en bleu sur la figure 1.12. De cet ajustement nous avons pu obtenir le temps de vie des porteurs de charge, il vaut $3,35 \pm 0,05$ ms.



(a) Exposition à un train d'impulsion



(b) Exposition à différent taux de répétition

FIG. 1.13: Simulation du signal transmis pour différentes expositions

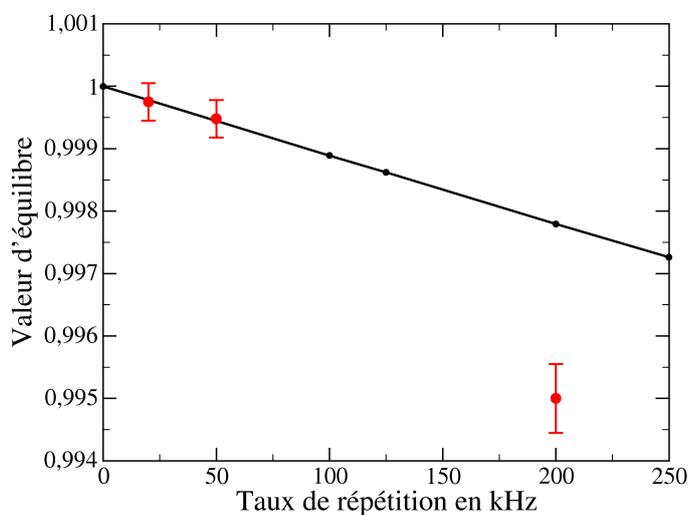


FIG. 1.14: Amplitude limite de la densité de porteurs de charge en fonction du taux de répétition

Cette durée a été utilisée lors de la simulation numérique du signal transmis pour différents taux de répétition. Pour cela, le signal correspondant à l'envoi d'un unique pulse est simulé par une fonction exponentielle, il est représenté en noir sur la figure 1.13a. Ensuite, les contributions au signal pour chaque impulsion sont décalées du temps entre deux pulses et elles sont sommées.

La courbe en rouge sur la figure 1.13a correspond à la simulation du signal transmis suite à l'envoi d'un train d'impulsions séparées de 1,5 ms. Cette figure permet de visualiser l'effet d'accumulation des porteurs de charge ainsi que le régime stationnaire atteint après quelques millisecondes d'exposition.

Les simulations de la figure 1.13b reprennent les expériences dont les résultats ont été présentés sur la figure 1.11. Elles montrent à nouveau la dépendance de la valeur stationnaire avec le taux de répétition.

Sur la figure 1.14, nous avons représenté l'amplitude de la valeur d'équilibre en fonction du taux de répétition. En rouge, il s'agit de valeurs expérimentales mesurées à 20, 50 et 200 kHz. La droite (en noir) correspond aux valeurs issues des simulations.

On peut observer dans un premier temps, le bon accord entre les valeurs expérimentales et simulées pour 20 et 50 kHz. De plus, on remarque que l'évolution de la valeur

stationnaire simulée est parfaitement linéaire avec le taux de répétition. D'autre part, la différence entre la valeur simulée et la valeur expérimentale à 200 kHz, peut s'expliquer par l'intervention de nouveaux phénomènes. Nous verrons ainsi, en fin de chapitre que l'augmentation du taux de répétition est limitée. Enfin, on peut noter qu'il y a un rapport de plus de 600 entre l'amplitude de la variation due à un unique pulse et celle, simulée, due à une exposition à un taux de 200 kHz. Ce rapport est triplé lorsqu'on considère les valeurs expérimentales.

1.3.4 Discussion

Un temps de vie des porteurs de charge de 3,35 ms peut paraître long en comparaison avec les différentes mesures effectuées dans d'autres matériaux dans la littérature. Par exemple, la durée de relaxation des porteurs de charge dans le silice a été mesurée à environ 100 μ s [34].

Cependant, les valeurs mesurées de temps de vie des porteurs de charge photo-excités dans les verres de chalcogénure peuvent varier de manière significative, de 100 ns pour le verre d' As_2Te_3 [35] à une dizaine de millisecondes pour le verre de As_2Se_3 [36] ou pour les verres à base de soufre [37]. Ainsi, bien que cette valeur du temps de vie soit comparable aux durées mesurées pour des effets thermiques (voir page 66), elle demeure compatible avec le phénomène en présence, la propagation du faisceau sous la forme d'un filament.

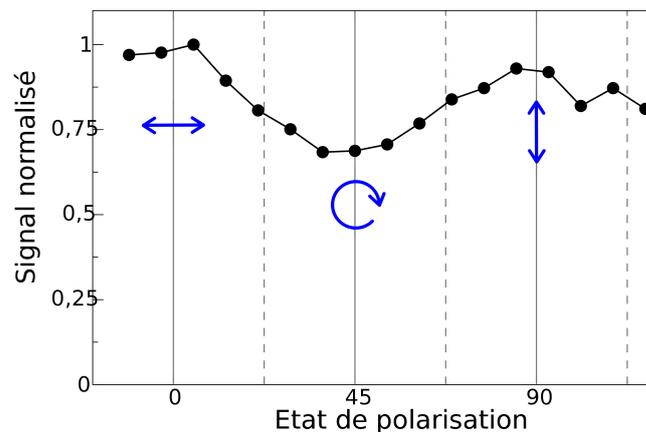


FIG. 1.15: Influence de la polarisation sur l'amplitude de la densité de porteurs de charge

Par ailleurs, une dernière expérience permettant de confirmer que l'effet prédominant est bien lié à la formation d'un plasma dans notre verre de GeGaS, a été menée. En effet, une analyse de l'amplitude de la transmission a été effectuée en fonction de l'état de la polarisation des impulsions femtosecondes. Pour cela, la transmission a été moyennée à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone au signal fourni par un hacheur optique.

La figure 1.15 montre l'amplitude de la transmission normalisée en fonction de l'angle entre la lame demi-onde et la lame quart d'onde. Les polarisations rectilignes et circulaires sont schématisées en bleu.

On peut observer sur cette figure qu'une polarisation circulaire mène à une amplitude plus faible de la transmission, et donc à une valeur plus élevée de $|\Delta n_p|$, qu'une polarisation rectiligne. On peut donc conclure que l'état de polarisation a une influence sur l'amplitude du signal. Or, Temnov *et al.* ont montré dans [38] que les phénomènes liés à l'ionisation multi-photons étaient sensibles à la polarisation, à la différence des phénomènes thermiques. On peut ainsi affirmer une nouvelle fois que le phénomène principal, lors des inscriptions dans le verre de GeGaS, est bien associé à la formation d'un plasma.

Résumé

Les différentes expériences décrites dans cette partie ont permis de déterminer que le phénomène en présence lors des photo-inscriptions dans les verres de GeGaS, était lié à la présence d'un filament. La mesure du temps de vie des porteurs de charge a montré qu'un effet d'accumulation s'installait lorsque le temps entre deux pulses était inférieur à 3,35 ms.

Nous avons également pu démontrer que l'accumulation des porteurs tendait vers un état d'équilibre. La valeur de la densité des porteurs de charge atteinte lors de cet équilibre est de plus dépendante du taux de répétition.

1.4 Photo-inscription dans le verre de GeGaS

1.4.1 Dispositif expérimental

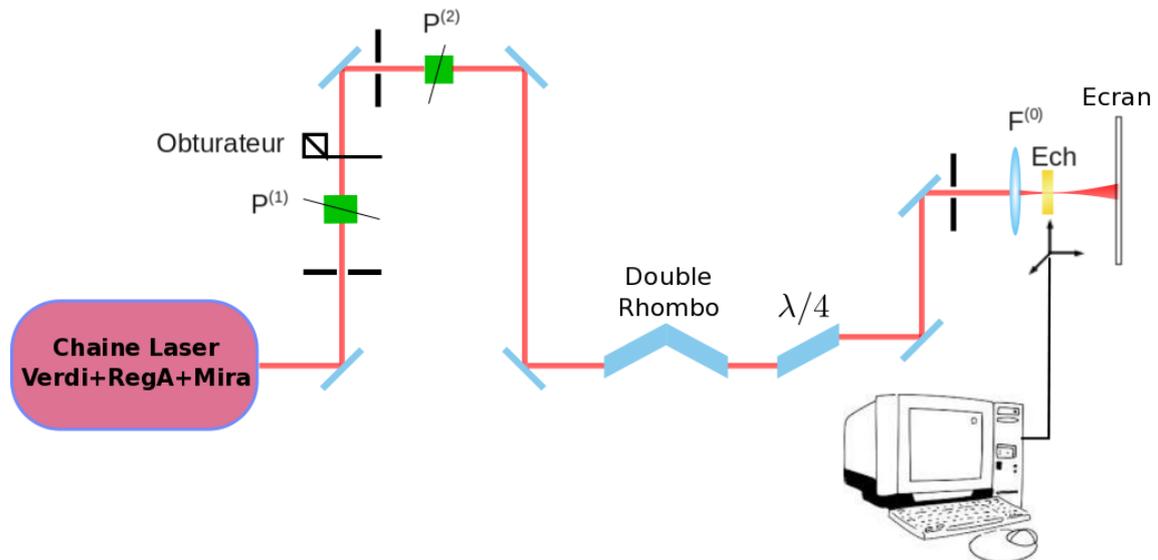


FIG. 1.16: Dispositif expérimental utilisé lors des photo-inscriptions dans le verre de GeGaS

Le dispositif expérimental utilisé lors des inscriptions dans le verre à base de germanium et de soufre, est décrit dans la figure 1.16. Il est décomposé en trois parties qui sont décrites par la suite. La première représente la chaîne laser, la deuxième l'ensemble des dispositifs optiques utilisés et la troisième partie permet les déplacements de l'échantillon.

La chaîne laser

Ce qui est appelé par la suite "chaîne laser" comprend les différents dispositifs nécessaires pour générer les impulsions qui seront utilisées lors de nos photo-inscriptions. Notre dispositif comprend un laser Ti : Sa associé à un amplificateur régénératif dont la fonction principale consiste à augmenter l'énergie par impulsion mais qui nous permet également de faire varier le taux de répétition.

L'ensemble de la chaîne laser est décrit sur la figure 1.17. Les caractéristiques des différents dispositifs utilisés sont décrites ci-dessous :

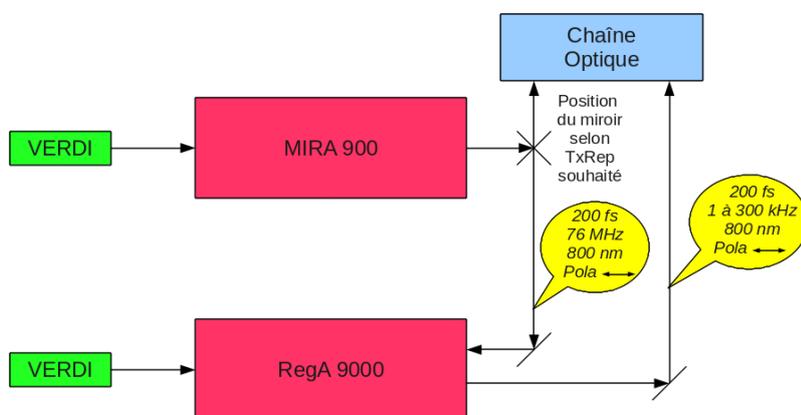


FIG. 1.17: Chaîne laser complète en fonction du choix du taux de répétition.

Les lasers de pompe Les deux lasers de pompe de la chaîne laser sont des VERDI de la société Coherent[®]. Ils ont pour seule différence la puissance de sortie, 6 W pour le laser de pompe du MIRA et 10 W pour celui du RegA. En sortie de ce laser, on obtient un faisceau laser continu à 532 nm polarisé verticalement, son diamètre est d'environ 2.25 mm.

L'oscillateur Le MIRA 900 est un oscillateur de la société Coherent[®]. Son effet laser repose sur un cristal de Ti : Sa. En sortie de ce laser on obtient des impulsions d'environ 200 fs à un taux de répétition de 76 MHz et à une longueur d'onde centrée à 800 nm. Le faisceau de sortie possède un diamètre d'environ 2 mm et est polarisé horizontalement. Il délivre une énergie par impulsion de 10 nJ.

L'amplificateur Le RegA, également de la société Coherent[®], permet d'amplifier l'énergie en sortie du MIRA en diminuant le taux de répétition. On obtient en sortie de ce dispositif, des impulsions d'environ 280 fs à un taux de répétition variable de 1 à 300 kHz et à une longueur d'onde centrée autour de 800 nm. L'énergie par impulsion disponible est ainsi d'environ 2 μ J. Le faisceau de sortie possède un diamètre d'environ 2 mm et est polarisé horizontalement.

Les dispositifs optiques

A la suite de la chaîne laser, un ensemble de systèmes optiques permet le contrôle du faisceau incident sur l'échantillon. L'obturateur, présent en début du dispositif, est utilisé afin d'éviter les dommages accidentels que ce soit sur l'expérimentateur ou sur l'échantillon lors des réglages. Il bloque le faisceau en début de dispositif. Les différents diaphragmes et miroirs servent pour l'alignement du dispositif.

Les deux polariseurs $P^{(1)}$ et $P^{(2)}$ permettent de contrôler la puissance incidente sur l'échantillon. En effet $P^{(1)}$ est installé sur une platine de rotation. Celle-ci permet de modifier l'angle entre la polarisation issue de $P^{(1)}$ et celle issue de $P^{(2)}$. Ainsi, l'énergie du faisceau incident sur l'échantillon peut être variée continument entre 0 et 2 μJ .

Le double rhomboèdre et la lame quart d'onde sont associés pour régler la polarisation du faisceau incident. Ils sont généralement installés de manière à obtenir une polarisation circulaire car elle est celle qui mène à l'inscription de guides avec le moins de perte [39].

En fin de dispositif, la lentille convergente, nécessaire à la photo-inscription, possède une distance focale de 50 mm.

Système de déplacement

L'échantillon de verre est placé dans un support relié à un groupe de trois platines de déplacement de la société Newport[®] : deux XMS160 et une GTS150. Elles sont asservies par un contrôleur XPS-Q8 géré par ordinateur. Les caractéristiques de ces appareils sont les suivantes :

- pour les platines XMS160 : elles permettent un déplacement sur 160 mm avec une précision de 0,001 μm . Leur vitesse maximum de déplacement est de 300 mm/s et l'accélération maximum est de 5 m/s^2 .
- pour la platine GTS150 : elle permet un déplacement sur 150 mm avec une précision de 0,1 μm . Sa vitesse maximum de déplacement est de 50 mm/s et l'accélération maximum est de 200 mm/s.
- pour le contrôleur XPS : il permet de contrôler jusqu'à 8 platines de manière synchrone. Les différentes configurations possibles permettent de réaliser des trajectoires complexes et simultanées sur les différentes platines.

Les expériences décrites dans ce chapitre ont principalement été réalisées sans déplacement ou avec un déplacement parallèle à l'axe optique. Nous verrons dans le chapitre

concernant le verre d' As_2S_3 tout l'intérêt de travailler avec des platines d'une telle précision.

1.4.2 Photo-inscription sans déplacement

Les expériences décrites dans la partie 1.3 ont montré l'influence du taux de répétition sur l'amplitude de la densité de porteurs de charge. Nous verrons ici que nous sommes également capable de contrôler la variation d'indice de réfraction photo-inscrite par filamentation grâce à ce taux.

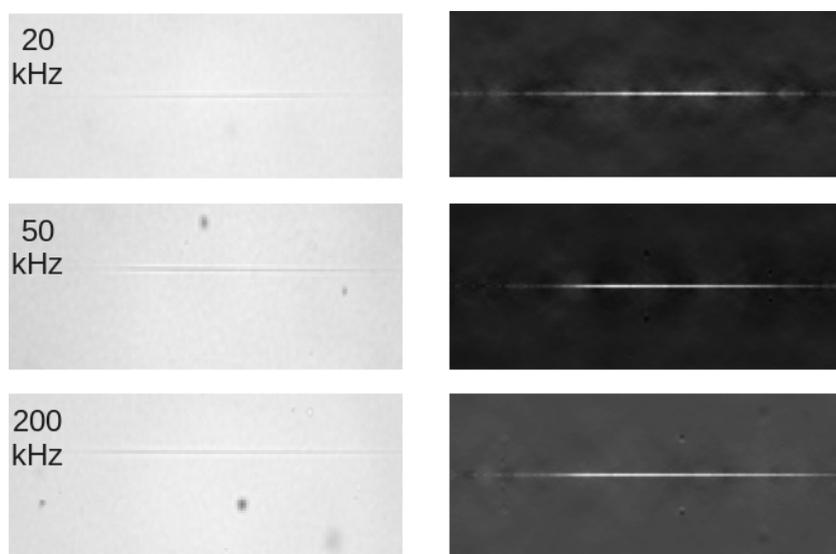


FIG. 1.18: Influence du taux de répétition sur les variations d'indice inscrites sans déplacement

Des inscriptions sans déplacement ont été réalisées dans le verre de GeGaS, afin d'observer le comportement des variations d'indice inscrites en fonction du taux de répétition. Le verre a donc été exposé à 200000 pulses possédant une intensité d'environ 125 GW/cm^2 (soit une puissance crête de 35 kW) et à des taux de répétition de 20, 50 et 200 kHz.

La figure 1.18 présente les photographies des inscriptions réalisées (à gauche) et les matrices d'indice correspondantes (à droite). Ces matrices ont été calculées en suivant la méthode décrite en annexe A. Les dimensions réelles de ces images sont $284 \mu\text{m}$ pour la longueur et $85 \mu\text{m}$ pour la largeur.

Sur cette figure, on peut observer une forme très fine et très allongée de la variation d'indice quel que soit le taux de répétition. On peut noter également une faible

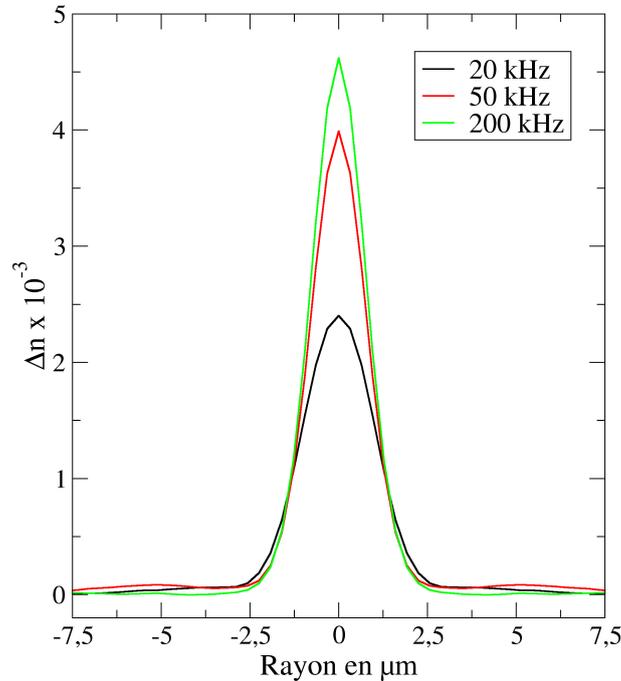


FIG. 1.19: Influence du taux de répétition sur le profil de Δn pour une exposition à 200000 pulses avec une intensité de 125 GW/cm^2

dépendance de la longueur des inscriptions avec le taux de répétition. Les profils de Δn , mesurés au centre des inscriptions, sont présentés sur la figure 1.19.

Tout d'abord, on peut remarquer que la structure inscrite possède une variation d'indice positive pour les trois taux de répétition. Par ailleurs, comme cela apparaissait sur la figure 1.18, le rayon de cette structure est constant. De plus, l'amplitude de Δn augmente avec le taux de répétition. Cette évolution peut être expliquée par celle de la densité de porteurs de charge. En effet, lorsque le taux de répétition augmente, la densité des porteurs est accumulée et la variation d'indice photo-inscrite peut atteindre une amplitude plus importante.

1.4.3 Profil type des variations d'indice inscrites longitudinalement

L'échantillon a ensuite été translaté à travers le point focal, parallèlement à l'axe optique. Le filament créé sera donc déplacé à travers notre verre. Afin d'obtenir les

structures les plus homogènes possible, les déplacements seront effectués en éloignant l'échantillon de la lentille. Ainsi, le faisceau ne sera pas perturbé par les inscriptions déjà réalisées.

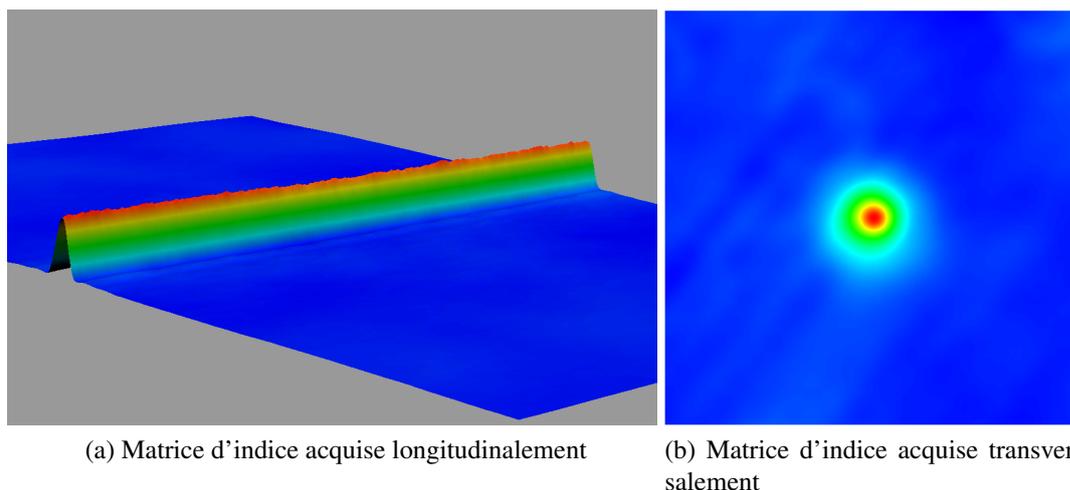


FIG. 1.20: Variation d'indice type inscrite avec un déplacement parallèle à l'axe optique

Un exemple des résultats obtenus est présenté sur la figures 1.20. Sur cette figure, on peut observer la matrice d'indice acquise longitudinalement (1.20a) et transversalement (1.20b). Il s'agit d'une inscription réalisée à un taux de répétition de 200 kHz, avec une intensité d'environ 110 GW/cm^2 et avec une vitesse de déplacement de $200 \text{ }\mu\text{m/s}$.

La figure 1.20a permet de se rendre compte de l'homogénéité de la variation d'indice obtenue dans ces condition expérimentales. La figure 1.20b met en évidence le profil parfaitement circulaire des variations d'indice photo-inscrite longitudinalement dans le verre de GeGaS.

Ces observations s'expliquent par les propriétés étudiées dans la première partie. En effet, nous avons vu que lors de la filamentation, un unique mode se propageait : le mode fondamental. Grâce à la propriété de nettoyage de mode spatial (page 30), le profil est parfaitement circulaire. Par ailleurs, nous avons vu que l'intensité lumineuse à l'intérieur du filament est constante, ce qui explique la très bonne homogénéité du l'inscription. Notons également que la propriété de robustesse permet au filament de demeurer identique quelles que soient les imperfections du verre ce qui participe à l'homogénéité.

1.4.4 Dépendances du profil de Δn

Influence du taux de répétition et de l'intensité

Lors des expériences effectuées sans déplacement, nous avons pu voir que le taux de répétition influençait l'amplitude de la variation d'indice (figure 1.19). Nous verrons ici l'influence de ce taux et de l'intensité sur les morphologies des variations d'indice photo-inscrites avec déplacement.

Nous avons réalisé des inscriptions avec une vitesse constante égale à $200 \mu\text{m/s}$. Les taux de répétition sont les mêmes que pour l'expérience statique, soit 20, 50 et 200 kHz et les intensités varient entre 16 et 160 GW/cm^2 . Les mesures présentées ont été effectuées à une distance d'environ 3 mm de la face d'entrée afin de pouvoir étudier l'action de ces deux paramètres sans avoir à considérer les effets liés à l'interface air/verre.

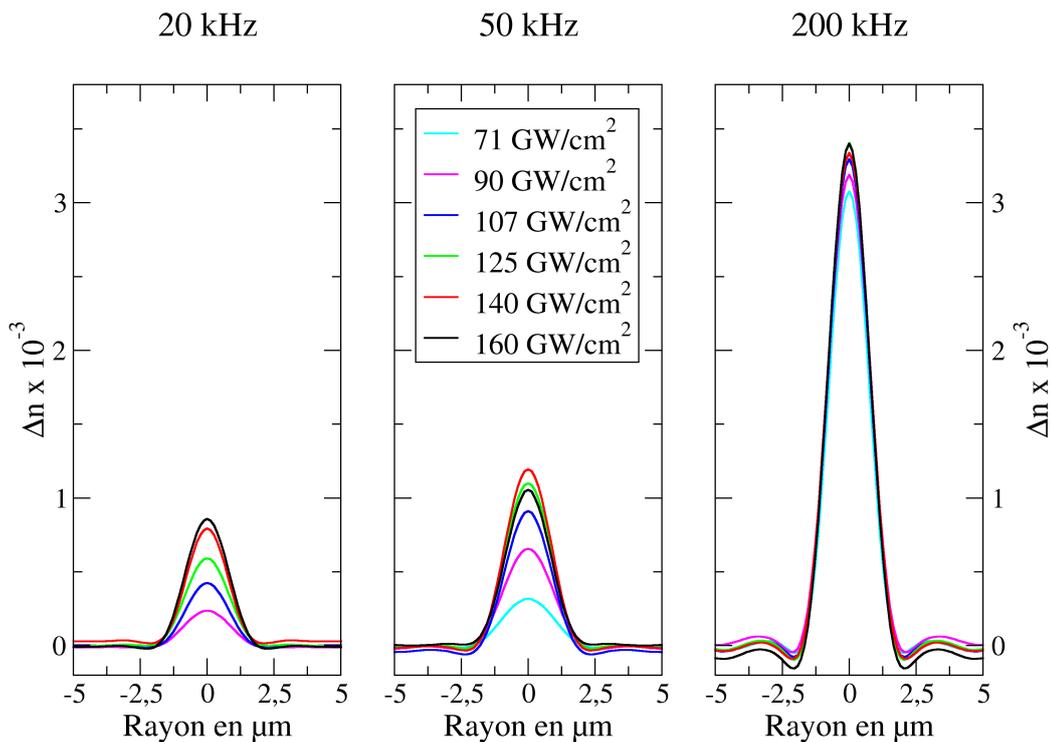


FIG. 1.21: Profils des variations d'indice photo-inscrites à $200 \mu\text{m/s}$ pour différents taux de répétition et différentes intensités

La figure 1.21 présente les profils des structures photo-inscrites dans les conditions expérimentales décrites précédemment. On peut observer que la forme du profil est

constante quelles que soient les conditions. On note également que le diamètre apparaît constant pour l'ensemble des profils alors que l'amplitude de la variation d'indice semble augmenter avec le taux de répétition.

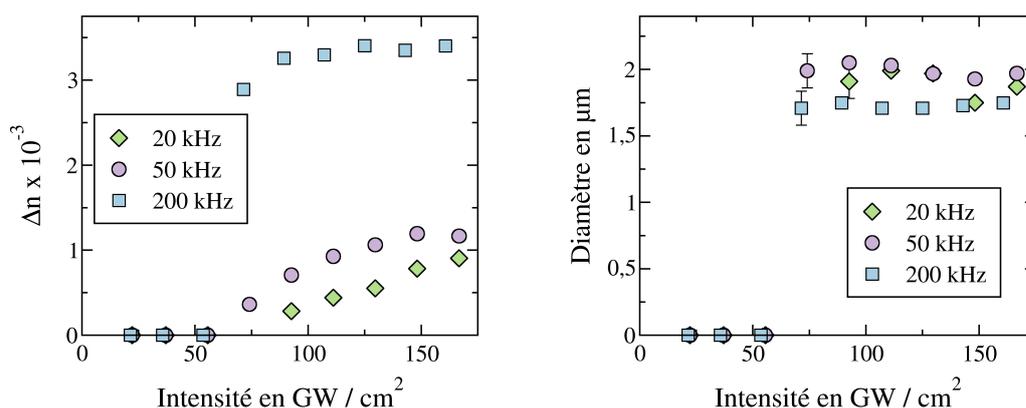
(a) Ensemble des mesures d'amplitude de Δn (b) Ensemble des mesures de diamètre de Δn

FIG. 1.22: Synthèse des mesures de diamètre et d'amplitude de Δn en fonction du taux de répétition et de l'intensité

Les mesures d'amplitude et de diamètre ont été synthétisées dans la figure 1.22. A gauche, sur la figure 1.22a, sont représentées les mesures d'amplitude effectuées sur les profils présentés sur la figure 1.21. A droite, sur la figure 1.22b, ce sont les mesures de diamètre.

Dans un premier temps, on note qu'aucune structure n'a pu être étudiée pour des intensités inférieures à 71 GW/cm^2 quelque soit le taux de répétition. En effet, dans nos conditions expérimentales, l'intensité correspondant à P_{cr} est égale à I_{cr} estimée par :

$$I_{cr} = \frac{P_{cr}}{\pi\omega_0^2} \quad (.1.8)$$

avec ω_0 le waist après passage par la lentille et P_{cr} la puissance critique décrite page 26. Ainsi l'intensité critique est égale à 63 GW/cm^2 . Nous pouvons donc en conclure qu'une variation d'indice de réfraction permanente n'est observable que lorsqu'il y a formation d'un filament.

Sur la figure 1.22a, on remarque que l'amplitude de la variation d'indice augmente avec le taux de répétition. De manière plus marquée à 200 kHz que pour les autres taux de répétition, l'amplitude semble atteindre une valeur limite. L'effet d'accumulation des

porteurs de charge peut expliquer la différence des valeurs limites atteintes pour chaque taux de répétition. Nous avons vu dans la partie 1.3.3 que la densité des porteurs de charge atteignait une valeur d'équilibre dépendante linéairement du taux de répétition.

D'autre part, les mesures de diamètre semblent quasi-constantes, à environ $1,8 \pm 0,12 \mu\text{m}$ pour tous les taux de répétition et à toutes les intensités. L'indépendance du diamètre avec l'intensité était attendue compte tenu du mécanisme d'inscription et confirme encore la prédominance de la filamentation sur les effets thermiques, lors de l'inscription de structures dans le verre de GeGaS.

De plus, les dimensions de Δn sont cohérentes avec celles du filament qui ont été calculées. En effet, nous avons vu page 30 que dans nos conditions expérimentales, le diamètre d'un filament dans un verre de GeGaS, était de l'ordre de $1,3 \pm 0,3 \mu\text{m}$. Ainsi, compte tenu des incertitudes, le diamètre des variations d'indice photo-inscrites est du même ordre que celui du filament qui a réalisé l'inscription.

En conclusion, ces expériences ont mené à un contrôle possible de l'amplitude des variations d'indice photo-inscrites grâce au taux de répétition. La modification de l'intensité incidente n'influence pas cette amplitude, au moins pour les fortes valeurs du taux de répétition.

Influence de la vitesse de déplacement

Expérimentalement, les ajustements du taux de répétition sont compliquées à mettre en œuvre car elles nécessitent un réaligement des systèmes optiques pour chaque inscription.

Les expériences précédentes semblent indiquer que la grandeur pertinente est le nombre de pulses par unité de volume et par unité de temps. Or, celui-ci dépend de la vitesse translation de l'échantillon. Ainsi, nous allons vérifier que cette vitesse de déplacement permet également de gérer l'amplitude de Δn .

Nous avons donc effectué une expérience en conservant le taux de répétition fixe à 200 kHz et en faisant varier la vitesse de translation entre 50 et 1000 $\mu\text{m/s}$. La figure 1.23 présente les profils des variations d'indice photo-inscrites dans ces conditions. L'intensité est fixée à 72 GW/cm^2 , elle est donc supérieure à celle nécessaire à la formation d'un filament.

Nous pouvons observer sur cette figure que l'amplitude de la variation d'indice photo-inscrite augmente lorsque la vitesse diminue. Il faut également noter que le dia-

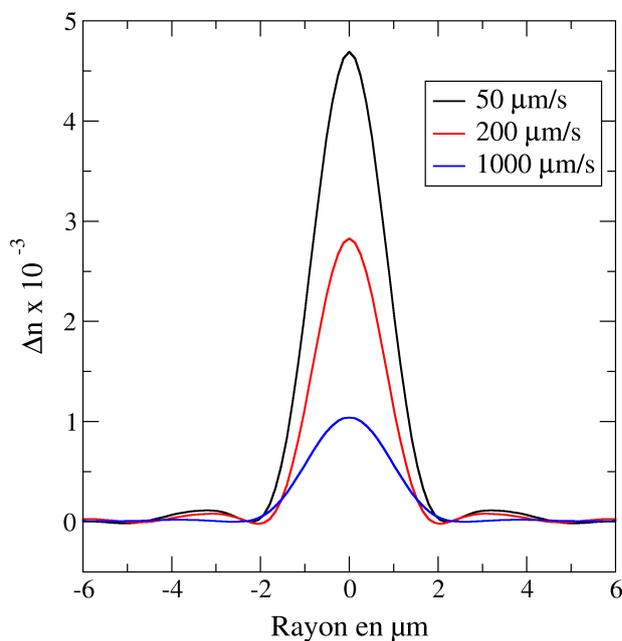


FIG. 1.23: Profils des variations d'indice photo-inscrites à 200 kHz pour différentes vitesses de translation

mètre demeure constant, égal à $1,8 \mu\text{m}$.

Cette évolution est semblable à celle observée en augmentant le taux de répétition. Lorsque la vitesse de translation diminue, le nombre de pulses incidents par unité de volume augmente et un effet d'accumulation est également présent. La vitesse de translation et le taux de répétition ont ainsi la même action sur l'amplitude des variations d'indice photo-inscrites et sur leur rayon.

Ainsi le contrôle de la vitesse permettra de fixer l'amplitude de Δn plus simplement qu'avec le taux de répétition.

1.5 Limitations et conclusions

Les expériences réalisées dans le verre à base de germanium ont montré que l'intensité incidente n'était pas un paramètre adapté pour le contrôle de la morphologie des variations d'indice photo-inscrites. De plus, nous savons que les mécanismes d'inscription limitent de manière haute et basse, l'intensité incidente utilisable pour la réalisation

de structures homogènes.

Nous avons d'autre part, confirmé que le paramètre pertinent dans ce verre pour obtenir un contrôle des morphologies de Δn , était le nombre d'impulsions par unité de temps et par unité de volume. Par contre, ce paramètre possède également une limite pour la réalisation de structures homogènes.

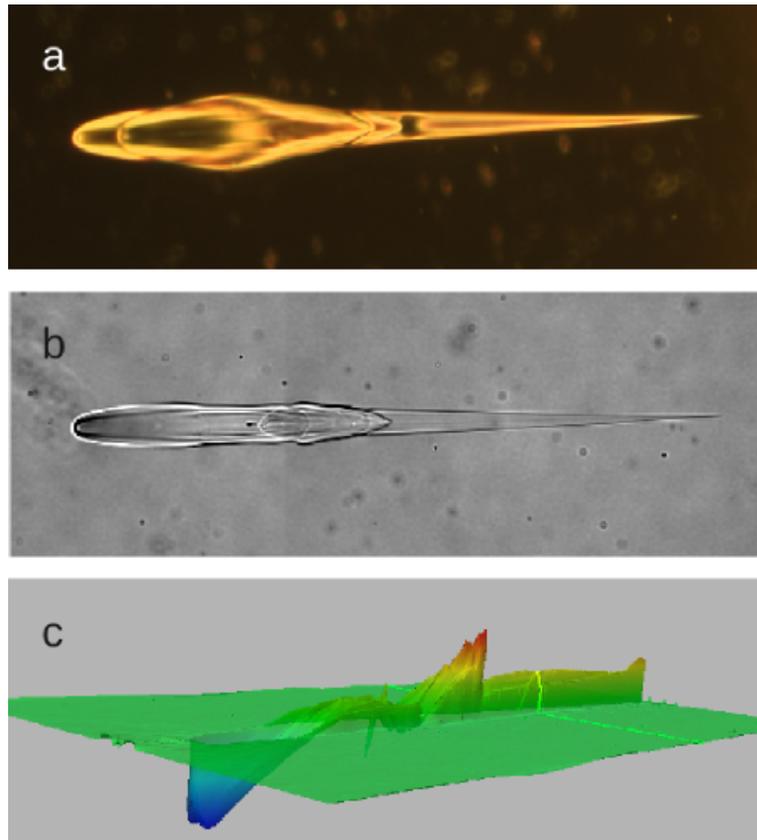


FIG. 1.24: Exemple d'une variation d'indice inscrite à un taux de répétition de 76 MHz

En effet, nous avons réalisé une inscription sans déplacement et à un taux de répétition de 76 MHz car l'influence du taux de répétition sur l'amplitude de Δn laisse penser qu'en l'augmentant suffisamment, il est possible d'atteindre des amplitudes très importantes. Sa photographie (a), sa matrice de phase (b) et sa matrice d'indice (c) sont représentées sur la figure 1.24. Sur cette figure, le faisceau laser se propage de la gauche vers la droite.

On remarque que la structure inscrite est inhomogène et se décompose en deux partie. La première, de forme ovale, à gauche qu'on appellera la tête et la deuxième, plus allongée, à droite qu'on appellera la queue. Lorsqu'on observe la partie de la matrice

d'indice correspondante, on peut remarquer que la tête correspond à une variation d'indice de réfraction négative alors que la queue est positive. L'analyse des dimensions de cette inscription montre également des différences avec les inscriptions réalisées à plus faible taux de répétition. En effet, à 200 kHz, la structure photo-inscrite possédait une longueur d'environ 200 μm alors qu'à 76 MHz, cette longueur vaut 2200 μm .

En conclusion, nous avons obtenu un contrôle de l'amplitude de Δn entre 0,5 et $3,5 \cdot 10^{-3}$ avec le taux de répétition (entre 20 et 200 kHz) et entre 1 et $5 \cdot 10^{-3}$ avec la vitesse de déplacement (comprise entre 50 et 1000 $\mu\text{m/s}$).

Nous avons ainsi pu réaliser des structures au profil parfaitement circulaire, à l'amplitude ajustable et avec une très bonne homogénéité grâce à une trajectoire longitudinale.

En dépit de ces résultats encourageants pour la conception de guides d'onde, les contraintes demeurantes sur les dimensions des structures photo-inscrites n'ont pu mener à la réalisation concrète d'un guide.

Différentes trajectoires ont été envisagées afin d'utiliser les résultats obtenus et de les optimiser. Nous n'avons cependant pas pu les tester pour des raisons techniques. Nous avons donc travaillé dans un autre verre, le sulfure de diarsenic.

Chapitre 2

As₂S₃

Sommaire

2.1	Introduction	56
2.2	Inscriptions rectilignes	59
2.2.1	Dispositif expérimental	59
2.2.2	Inscriptions sans déplacement	60
2.2.3	Inscriptions avec déplacement longitudinal	63
2.3	Inscriptions en W	69
2.3.1	Empilement d'anneaux	69
2.3.2	Trajectoire hélicoïdale	70
2.3.3	Profil Type	71
2.3.4	Influence du pas de l'hélice	72
2.3.5	Influence de la vitesse	73
2.3.6	Influence du rayon de l'hélice	76
2.3.7	Influence de la puissance	78
2.4	Inhomogénéités longitudinales	81
2.4.1	Dépendance de Δn avec la position du point focal	81
2.4.2	Expériences de z-scan	82
2.4.3	Effets dépendants de la profondeur	89
2.5	Inscriptions de guides d'onde	94
2.5.1	Compensation en puissance	94
2.5.2	Compensation en rayon	97
2.6	Guidage optique	101
2.6.1	Le guidage	101
2.6.2	Mesure du mode	103
2.6.3	Guide d'onde à gradient d'indice	106
2.6.4	Mesure de pertes	107
2.7	Conclusion	110

2.1 Introduction



FIG. 2.1: Photographie des verres d' As_2S_3 utilisés

Un deuxième verre a été étudié, le sulfure de diarsenic (As_2S_3). Les échantillons que nous avons utilisés lors des diverses expériences décrites dans ce chapitre, ont été fabriqués suivant la méthode décrite dans [17]. Une photographie de ce verre est présentée sur la figure 2.1 Ces constantes optiques sont : 2,45 pour l'indice de réfraction, $6,8 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ pour son indice de réfraction non-linéaire et 30 cm/GW pour son coefficient d'absorption non-linéaire à une longueur d'onde de 800 nm [40].

La fenêtre de transmission de notre verre est représentée sur la figure 2.2, il est donc transparent à partir d'une longueur d'onde d'environ 650 nm et jusqu'à une dizaine de microns.

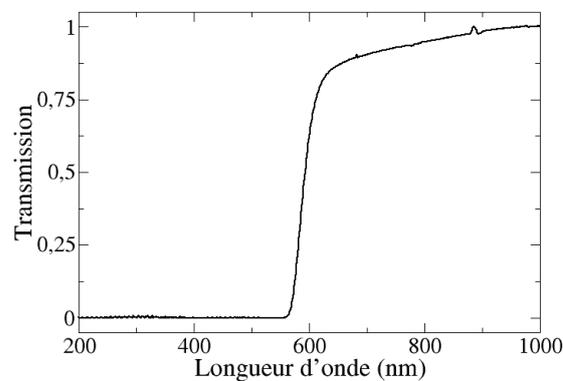


FIG. 2.2: Fenêtre de transmission du verre d' As_2S_3

Dans la littérature, ce verre est l'un des plus traités parmi les verres de chalcogénures. Cependant, les avis divergent quant aux phénomènes responsables de la photo-inscription dans ce verre.

En effet, Hô *et al.* démontrent dans [41] que de la même manière que dans le verre de GeGaS, la filamentation est responsable des inscriptions. En travaillant à 82 MHz, à une longueur d'onde de 800 nm, et à des très faibles puissances moyennes (de l'ordre de microwatt), ils obtiennent des structures tout à fait comparables à ce que nous avons obtenu dans le verre à base de germanium. D'autres auteurs tels que Efimov *et al.* sont en désaccord et expliquent les variations d'indice obtenues par la prédominance d'un effet thermique. Leurs inscriptions sont également réalisées à fort taux de répétition mais avec des puissances beaucoup plus élevées, de l'ordre de la centaine de milliwatts. Dans la référence [42], ils présentent les effets indirectement responsables de la formation de variation d'indice : la modification du réseau vitreux de l'As₂S₃. Nous tenterons dans ce travail de déterminer dans nos conditions expérimentales, le phénomène prédominant pour l'inscription de variation d'indice et de comprendre son fonctionnement lors des inscriptions.

Par ailleurs, les amplitudes de Δn mesurées dans ce verre divergent également. Dans un verre massif, les études précédentes montrent une variation de l'indice de réfraction négative de l'ordre de -10^{-3} obtenues lors d'inscription à 800 nm à un taux de 76 MHz et avec des puissances moyennes de l'ordre de la cinquantaine de milliwatts [17].

Par contre, des études effectuées dans des conditions expérimentales tout à fait similaires présentent une variation positive mais d'amplitude inférieure de l'ordre de 10^{-4} [42]. Cependant, dans ces travaux, la méthode de détermination de l'amplitude de la variation d'indice photo-inscrite présuppose que la structure est guidante et n'est donc pas sensible à une valeur négative de Δn . Les valeurs d'amplitude reportées sont toutefois en accord avec l'amplitude de la partie positive de Δn que nous avons mesurée (voir page 63). Il n'existe donc pas de désaccord entre nos mesures et celles de [42].

D'autre part, des amplitudes supérieures, de l'ordre de 10^{-2} , ont été obtenues dans les films minces [43]. Les conditions expérimentales utilisées sont semblables mais la puissance crête est beaucoup plus importante. D'autre part, dans une fibre en verre d'As₂S₃, Kabakova *et al.* ont récemment pu écrire des variations d'amplitude de l'ordre de $+6 \cdot 10^{-3}$ [44] mais dans des conditions expérimentales tout à fait différentes en raison des particularités de la propagation du faisceau réalisant l'inscription dans une fibre.

Dans une première partie, nous présenterons les résultats expérimentaux prélimi-

naires, permettant de mettre en évidence le phénomène intervenant lors des inscriptions dans le verre d' As_2S_3 . Le dispositif expérimental utilisé y sera également décrit.

Différentes trajectoires de l'échantillon au travers du point focal, ont été éprouvées et sont décrites dans une deuxième partie. Nous présenterons en particulier dans ce chapitre une trajectoire hélicoïdale qui, à notre connaissance, n'a jamais été utilisée pour l'inscription de variations d'indice.

Les influences des divers paramètres expérimentaux sur la morphologie des inscriptions seront également détaillées dans cette partie. Elles seront expliquées par le phénomène prédominant lors de l'interaction de la lumière avec le verre d' As_2S_3 . La troisième partie est consacrée à l'étude de l'homogénéité des structures inscrites sur des grandes distances.

Enfin, la quatrième et la cinquième partie concernent respectivement la conception et la caractérisation des guides d'onde photo-inscrits dans les verres à base d'arsenic et de soufre.

2.2 Inscriptions rectilignes

2.2.1 Dispositif expérimental

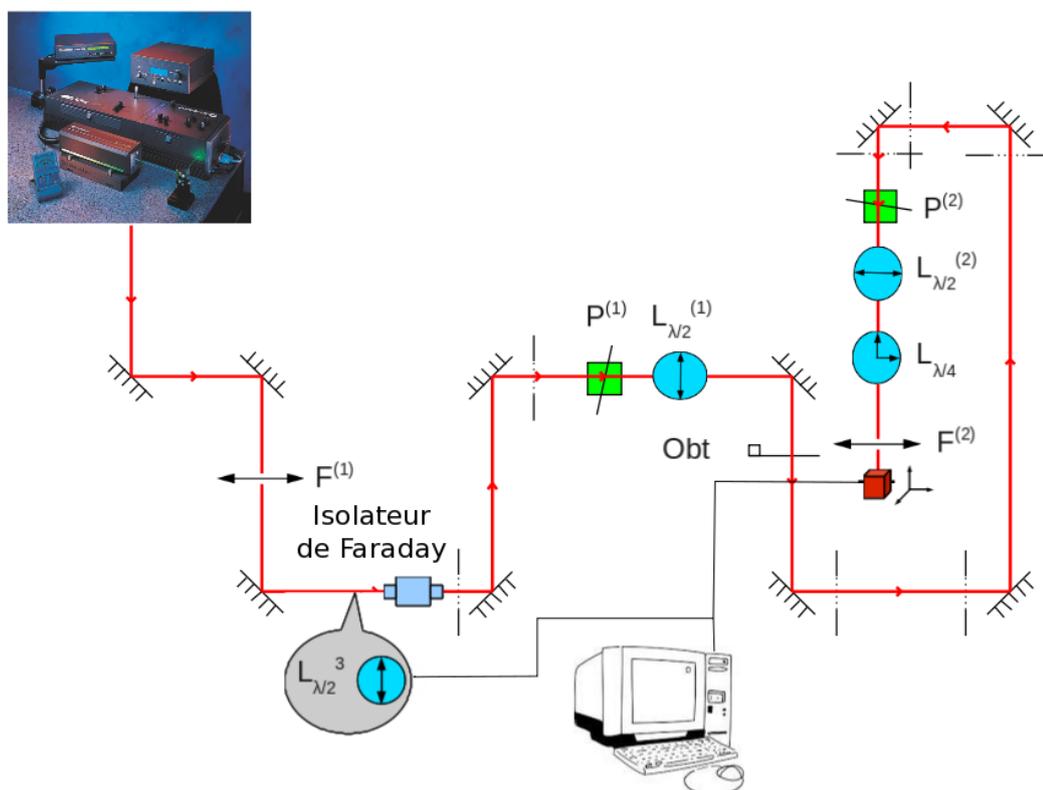


FIG. 2.3: Dispositif expérimental utilisé pour inscrire dans le verre d' As_2S_3

Le principe du dispositif expérimental utilisé pour les inscriptions dans le verre d' As_2S_3 est semblable à celui utilisé dans le GeGaS. Il se décompose également en trois parties : une pour la chaîne laser, une pour les systèmes optiques, et une pour les déplacements. L'ensemble de ces parties est représenté sur la figure 2.3.

L'oscillateur laser sera utilisé sans être associé à l'amplificateur (voir partie 1.4) et pour les expériences décrites dans ce chapitre, le taux de répétition sera toujours de 76 MHz. En sortie du laser, la longueur d'onde (λ) du faisceau est centrée autour de 800 nm avec une largeur spectrale d'environ 10 nm. Ce faisceau est constitué d'impul-

sions de durée d'environ 200 fs devant l'échantillon et l'énergie par impulsion peut être variée continûment entre 0 et 5 nJ.

La deuxième partie du dispositif contient un isolateur de Faraday afin d'éliminer les rétro-réflexions vers le laser. Le polariseur $P^{(1)}$ permet d'obtenir une polarisation parfaitement rectiligne. La lame demi-onde $L_{\lambda/2}^{(1)}$ est associée au polariseur $P^{(2)}$ pour contrôler la puissance incidente sur l'échantillon. En effet $L_{\lambda/2}^{(1)}$ est installée sur un support de rotation qui permet de tourner la polarisation incidente devant le polariseur $P^{(2)}$ et donc de faire varier la puissance moyenne du faisceau en sortie de ce polariseur. Une lame demi-onde et une lame quart d'onde sont combinées de manière à contrôler la polarisation du faisceau incident. Concrètement ils sont installés de manière à obtenir une polarisation circulaire car il a été montré par Ams *et al.* dans [39] que cette polarisation menait à la réalisation de guides de pertes moins importantes que ceux inscrits avec une polarisation rectiligne.

Le faisceau est ensuite focalisé par la lentille $F^{(2)}$ dans l'échantillon d' As_2S_3 . Les deux valeurs utilisées pour cette distance focale lors de nos expériences sont de 50 et 75 mm. L'échantillon est ensuite déplacé à travers le point focal de la lentille grâce aux platines XMS et GTS décrites page 45. On rappelle que lors des déplacements, l'échantillon s'éloigne de la lentille.

2.2.2 Inscriptions sans déplacement

Des inscriptions statiques, sans déplacement, ont été effectuées dans le verre d' As_2S_3 afin d'étudier les effets responsables de la photo-inscription. Dans cette configuration, seules la durée d'exposition au laser et la puissance moyenne du faisceau incident sont des paramètres ajustables.

Sur la figure 2.4, la modification photo-inscrite lors d'une illumination d'une durée d'une seconde et à une puissance moyenne de 250 mW dans le verre d' As_2S_3 est représentée. La distance focale de la lentille $L^{(2)}$ est de 75 mm. Le sens de propagation du faisceau est représenté par la flèche. Cette figure est composée d'une image de la structure acquise avec un objectif de microscope x20 (a), de la matrice de phase (b) reconstruite à partir de la méthode décrite en annexe A et de la matrice d'indice (c) qui a été calculée par inversion d'Abel de la matrice de phase. Comme on peut le voir sur la gauche de la photographie, la présence de la face d'entrée influe sur Δn .

L'inscription possède une forme oblongue dans le sens de propagation. Ses dimensions sont de 600 μm pour la longueur et d'environ 20 μm pour la largeur au centre.

La variation d'indice photo-inscrite est négative et possède une amplitude maximum de $|4 \cdot 10^{-3}|$.

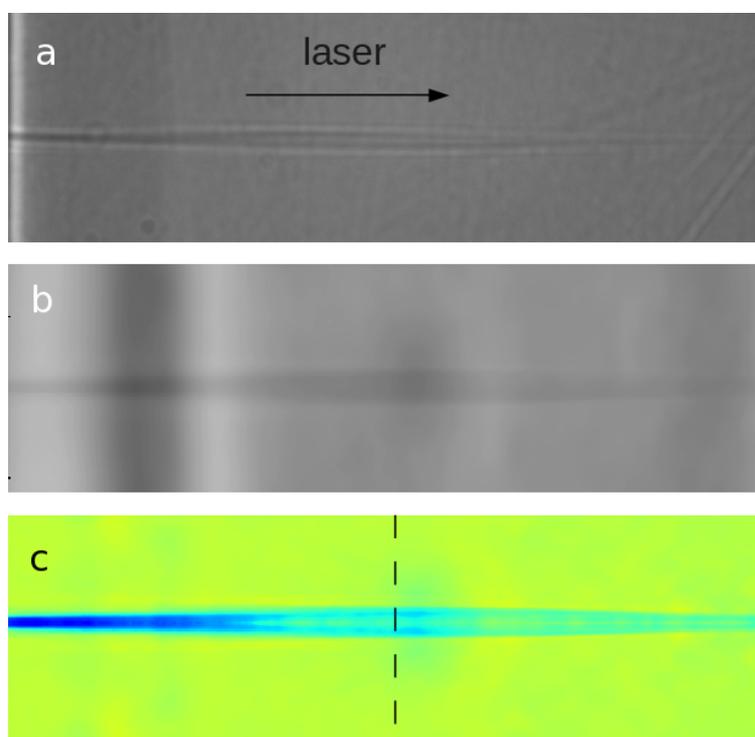


FIG. 2.4: Reconstruction de la variation d'indice inscrite sans déplacement à 250 mW pendant 1 s sur des dimensions de $600 \times 200 \mu\text{m}$, de haut en bas, photographie (a), matrice de phase (b) et matrice d'indice (c)

Les profils des structures photo-inscrites en fonction de la puissance incidente sont représentés sur la figure 2.5. Ces profils ont été pris au centre des inscriptions. Les conditions expérimentales sont identiques à celles de la figure précédente. Les courbes ont été obtenues pour des puissances moyennes du faisceau incident de 175, 200 et 250 mW. La droite en pointillé sur la matrice d'indice de la figure 2.4 situe la position des profils présentés.

Sur cette figure 2.5, on observe que les trois profils possèdent une variation d'indice globalement similaire, sous forme d'un pic négatif. Pour chaque profil, ce pic est entouré d'un rebond positif d'amplitude plus faible.

On remarque que le rayon et l'amplitude de Δn augmentent avec la puissance. Pour 175 mW, le diamètre à mi-hauteur mesure environ $1,5 \mu\text{m}$ pour une amplitude minimum de $-0,76 \cdot 10^{-3}$, alors que pour 250 mW, ce diamètre est égal à $12,5 \mu\text{m}$ pour une am-

plitude de $-3,74 \cdot 10^{-3}$. La longueur de ces inscriptions augmentent également, passant de 225 μm pour une puissance de 175 mW à 575 μm pour une puissance de 250 mW. Toutefois ces mesures sont à considérer avec précaution en raison de la présence de la face d'entrée.

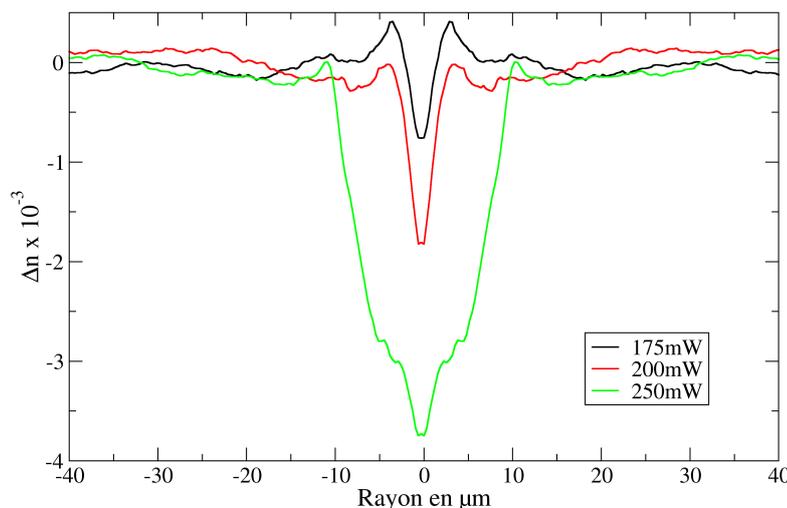


FIG. 2.5: Variation d'indice au milieu des inscriptions statiques effectuées pendant 1 s à des puissances égales à 175, 200 et 250 mW

Ces premières expériences mettent en évidence que le mécanisme de photo-inscription est différent de celui dans le verre de GeGaS. En effet, nous avons observé l'indépendance de l'amplitude et du rayon de Δn avec la puissance pour le verre à base de germanium. Dans le cas d' As_2S_3 , l'explication des résultats est cohérente avec une origine thermique des phénomènes.

Effectivement, lorsque le verre est irradié, une partie de la puissance optique est absorbée non-linéairement et cette énergie est dissipée sous forme de chaleur. Dès lors, la température à l'intérieur du verre augmente très largement. De plus en raison du taux de répétition élevé (76 MHz), la chaleur s'accumule et l'élévation de la température est considérablement supérieure à celle obtenue par exposition à un seul pulse [10]. En raison de cette accumulation, la température de transition vitreuse T_g (198 °C pour le verre d' As_2S_3) est largement dépassée. Ces variations de température induisent une vague de pression du point focal vers l'extérieur, entraînant un déplacement de matière

rendu possible par une baisse de la viscosité. Il en résulte donc une baisse de la densité au centre de la zone irradiée. De cette manière, lorsque le verre d'As₂S₃ est irradié par le faisceau femtoseconde, il y demeure une variation d'indice négative.

Par ailleurs, lorsque la distance focale est grande devant le diamètre du faisceau incident, on obtient une tache focale allongée dans le sens de propagation. Ainsi la zone chauffée possède une forme oblongue et il en résulte une variations d'indice de cette forme.

De plus, lorsque la puissance augmente, l'élévation de la température est plus importante. Donc les dimensions du volume pour lequel la température est supérieure à T_g s'accroissent permettant ainsi des mouvements de matière de plus grandes amplitudes et dimensions. On obtient alors des régions d'indice de réfraction d'amplitude plus importante et de plus grandes dimensions. Ceci est cohérent avec nos observations : une élongation radiale et longitudinale des structures avec l'augmentation de la puissance.

Afin de valider la prédominance des effets thermiques lors de l'inscription de variation d'indice, les structures photo-inscrites ont été recuites. Comme pour le verre de GeGaS, les recuits ont été réalisés à des températures proches de la température de transition vitreuse. Contrairement à ce qu'il se produit pour cet autre verre, les structures ont relaxé pour finalement disparaître après deux heures de cuisson. Cette relaxation est cohérente avec l'hypothèse d'une inscription réalisée grâce à la présence d'effet thermique. Eaton *et al.* ont rapporté des résultats similaires dans les verres de borosilicate [45].

Nous pouvons donc conclure de ces expériences et observations que dans le verre d'As₂S₃, les effets thermiques prédominent lors de la photo-inscription. En conséquence de cette prédominance, la variation d'indice photo-inscrite est négative. De plus, ses dimensions géométriques et son amplitude dépendent de l'énergie transférée à la matrice contrairement au verre à base de germanium.

2.2.3 Inscriptions avec déplacement longitudinal

Des inscriptions ont été réalisées en translatant le verre parallèlement à l'axe optique. Les variations d'indice qui seront présentées dans cette partie, correspondent à des mesures effectuées à une distance d'environ 3 mm de la face d'entrée afin de pouvoir étudier l'action des divers paramètres sans avoir à considérer ni la profondeur dans l'échantillon, ni les effets liés à la présence de l'interface air/verre.

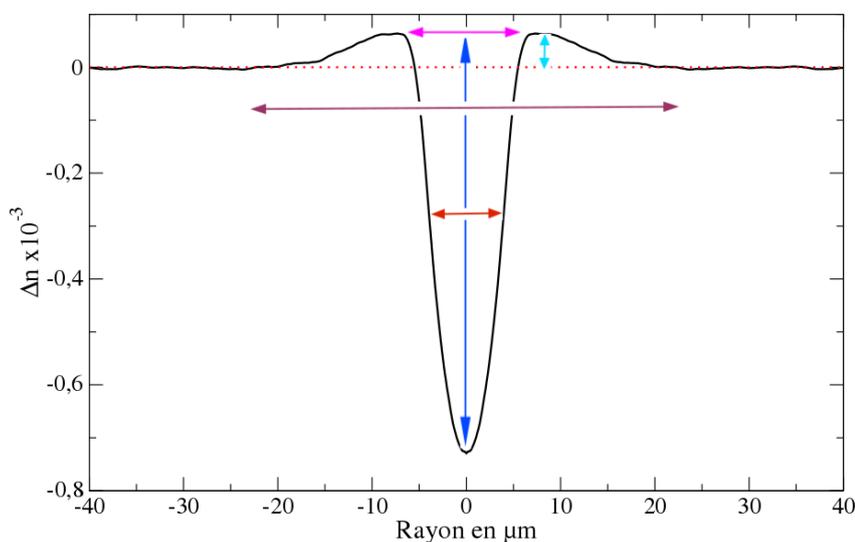


FIG. 2.6: Profil type des variations d'indice photo-inscrites longitudinalement et description des mesures effectuées

La forme caractéristique des variations d'indice obtenues lors d'un déplacement longitudinal est présentée sur la figure 2.6. Il s'agit d'une projection orthogonale de la matrice d'indice sur l'axe perpendiculaire à la direction de propagation. Le profil sur cette figure est celui d'une variation d'indice photo-inscrite à une puissance moyenne de 75 mW, à une vitesse de 1 mm/s et avec une lentille de 75 mm de distance focale.

De la même manière que pour les inscriptions sans déplacement, le profil présente un pic négatif entouré d'un rebond positif suivi de faibles oscillations. Les mesures d'amplitudes et de rayons qui seront effectuées dans cette partie sont représentées par les différentes flèches situées sur le profil de la figure 2.6. On considèrera d'une part l'amplitude du rebond positif (flèche de couleur cyan) et d'autre part l'amplitude totale de Δn du minimum au maximum (flèche de couleur bleu). Par ailleurs, on mesurera la largeur à mi-hauteur du pic négatif (flèche de couleur rouge) et la largeur du rebond positif (flèche de couleur rose). La dernière mesure sera celle de la distance sur laquelle les oscillations ne sont pas négligeables qui correspond donc au diamètre total de Δn (flèche de couleur bordeaux).

La figure 2.7 montre le profil transverse de la variation d'indice. Il a été réalisé dans

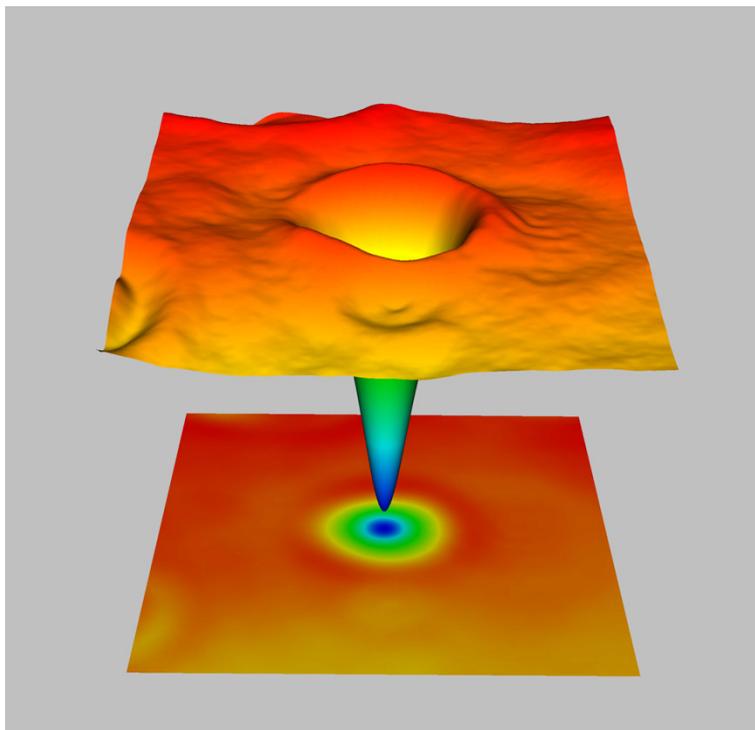


FIG. 2.7: Profil transverse obtenu après inscription longitudinale

des conditions similaires à celui de la figure 2.6. Cette représentation 3D permet de visualiser la symétrie parfaitement circulaire du profil des inscriptions réalisées dans les verres d' As_2S_3 qui justifie l'utilisation de l'inversion d'Abel. La figure 2D est une projection dans le plan de celle en 3D.

Quatre profils types sont présentés en fonction de la puissance moyenne du faisceau incident sur la figure 2.8. Les autres paramètres expérimentaux ont été conservés. Pour chaque puissance, le pic central négatif entouré d'un rebond positif est présent. Lorsque la puissance augmente, on observe la croissance de l'amplitude du pic et celle de la partie positive. À une puissance moyenne de 300 mW, on remarque la présence de structures supplémentaires. Un nouvel anneau se forme autour du pic négatif.

Toutes les mesures d'amplitude sont représentées sur la figure 2.9a (page 67). On peut noter dans un premier temps que l'amplitude de $|\Delta n|$ augmente avec la puissance moyenne. Par contre, au delà de 150 mW, l'amplitude totale semble saturer à une valeur d'environ $-2,5 \cdot 10^{-3}$, alors que l'amplitude de l'anneau positif continue d'augmenter linéairement.

A droite, sur la figure 2.9b, sont représentés les diamètres des variations d'indice

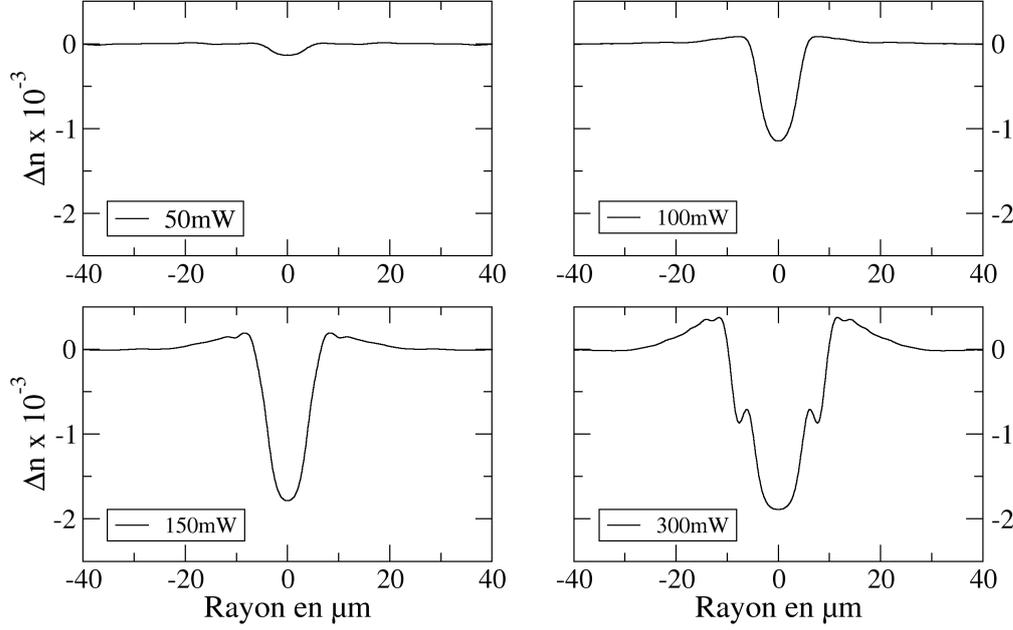


FIG. 2.8: Evolution des profils des variations d'indice photo-inscrites longitudinalement à 1 mm/s pour différentes puissances

de la figure 2.8. Les diamètres à mi-hauteur (en rose) et entre les maxima (en rouge) évoluent de manière linéaire avec la puissance. Le diamètre total (en bordeaux) présenté précédemment montre une évolution différente des autres distances. Il augmente tout d'abord rapidement jusqu'à une centaine de milliwatts, puis cet accroissement semble ralentir.

Pour expliquer cette évolution, nous avons calculé le diamètre des profils de température induit par l'accumulation des pulses pour lequel la température devient supérieure à T_g . Pour chaque pulse, on considère que la température augmente de :

$$T(r, t = 0) = T_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (.2.1)$$

[10] avec ω_0 le diamètre du faisceau au point focal et T_0 l'augmentation de température instantanée liée à l'absorption non-linéaire [46]. En coordonnées sphériques et en

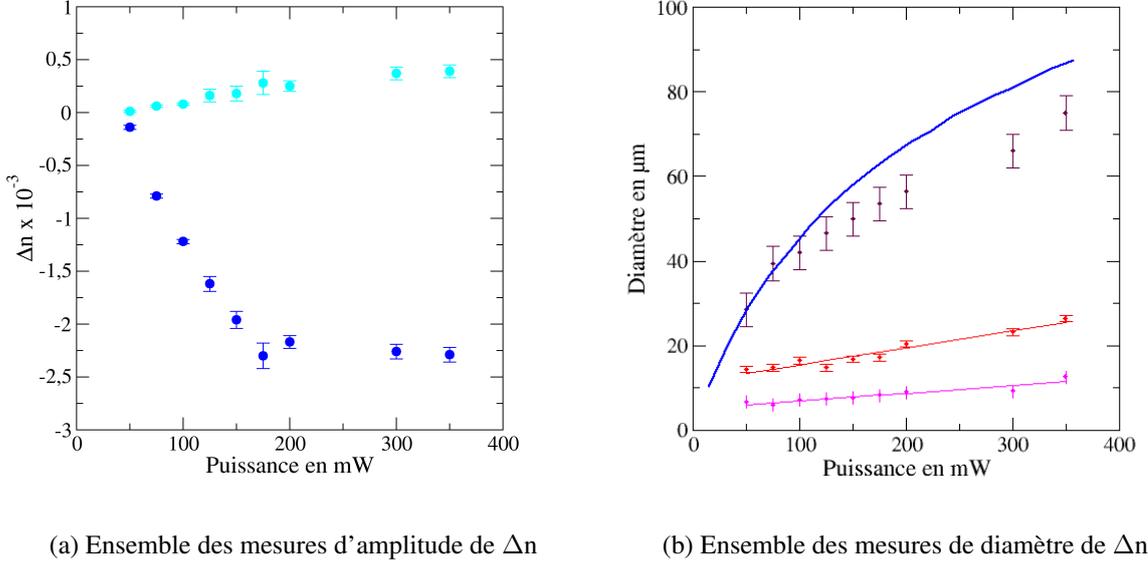


FIG. 2.9: Amplitude et rayon des variations d'indice inscrite longitudinalement en fonction de la puissance

supposant l'isotropie, l'équation de la diffusion thermique s'exprime :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{r^2}{D} \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2.2)$$

Dans le cas, il existe une solution analytique à cette équation de la forme [47] :

$$T(r, t) = \frac{T_0}{\left(1 + \frac{t}{t_c}\right)} \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \frac{1}{1 + \frac{t}{t_c}} \right) \quad (2.3)$$

où $t_c = \omega_0^2/4D$ est la constante de temps d'inertie thermique, correspondant à la durée nécessaire à la mise en équilibre de la température après une modification. D est la constante de diffusivité thermique et peut s'exprimer en fonction de la densité, de la capacité thermique et de la conductivité thermique telle que : $D = k/(\rho \cdot C_p)$. Pour le verre d' As_2S_3 , la densité ρ est égale à $3,2 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, C_p la capacité calorifique à $0,109 \text{ cal}\cdot\text{g}^{-1}\text{K}^{-1}$ et k la conductivité thermique à $4 \cdot 10^{-4} \text{ cal cm}^{-1}$ [17]. Dans ces conditions, la constante de temps est de l'ordre de 0,2 ms.

Avec ces paramètres, le profil radial théorique de la température en fonction de la distance depuis le point focal est déterminé pour chaque valeur de l'énergie. Il tient compte

de la contribution de chaque pulse et de l'effet d'accumulation. Pour tenir compte de cet effet, le profil total est obtenu en sommant les profils individuels décalés du temps entre deux pulses. Pour cela, on somme les N augmentations de température dues à N pulses. N est déterminé par le nombre de pulse nécessaires pour atteindre la constante de temps d'inertie thermique ($N = t_c \cdot TxRep$). Depuis ce profil, on détermine le rayon correspondant à la limite d'une température supérieure à T_g pour chacune des énergies déposées. Ces mesures sont représentées par la courbe bleue de la figure 2.9b.

On peut remarquer que pour des puissances inférieures à 150 mW environ, il existe un bon accord entre la théorie et l'expérience. Entre 150 et 350 mW, la théorie s'écarte de l'expérience en raison de la simplicité du modèle employé et de la complexité des structures.

En effet, nous avons vu dans l'analyse des amplitudes que le profil des structures photo-inscrites se modifiait au delà de 150 mW avec l'apparition d'un anneau supplémentaire menant à des inhomogénéités. Ainsi, ces expériences mettent en évidence une limite de la puissance utilisable. Dans [17], les auteurs ont effectué des analyses similaires et obtiennent des résultats identiques jusqu'à environ 100 mW. Notamment une analyse à des puissances plus faibles a montré le bon accord entre l'évolution du diamètre et le modèle utilisé.

Conclusion

Les inscriptions effectuées sans déplacement nous ont permis de mettre en évidence la prédominance d'un effet thermique responsable des structures photo-inscrites dans le verre d' As_2S_3 . Contrairement à ce qu'il se produit dans le verre de GeGaS, les inscriptions longitudinales ont montré la possibilité d'un contrôle sur le profil de Δn avec la puissance du faisceau incident. Cependant la puissance utilisable connaît une limite à partir de laquelle les structures deviennent complexes et inhomogènes.

Dans la partie précédente nous avons vu que Δn était négatif dans le verre d' As_2S_3 ce qui prévient le guidage. Nous avons donc envisagé une nouvelle trajectoire d'inscription dite en W.

2.3 Incriptions en W

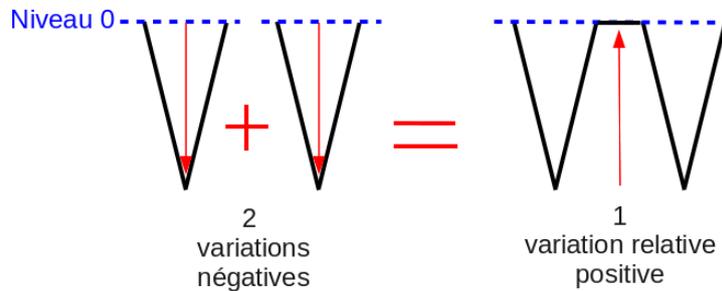


FIG. 2.10: Description schématique d'une inscription en W

Une inscription en W consiste en l'inscription parallèle de deux structures rectilignes (longitudinales ou transversales) possédant une variation d'indice négative. Il se crée ainsi en leur centre une variation d'indice relative positive. La figure 2.10 montre schématiquement le principe de ce type d'inscription. Différentes trajectoires sont possibles, deux d'entre elles ont été testées et seront décrites dans cette partie.

2.3.1 Empilement d'anneaux

Une trajectoire composée de plusieurs anneaux empilés a été testée. L'échantillon est déplacé de façon à décrire un cercle dans le plan transverse à l'axe optique, pour former un anneau, puis il est translaté parallèlement à cet axe pour former l'anneau suivant. La description de cette trajectoire est schématisée sur la figure 2.11.

L'avantage d'une trajectoire circulaire dans le plan transverse est le choix du rayon. En effet, avec ce type d'inscription, le rayon de l'anneau fait partie des paramètres ajustables au même titre que la vitesse de rotation et la puissance du faisceau incident. Un autre paramètre important est la distance entre deux anneaux.

Cependant, la réalisation de cette inscription en plusieurs étapes a posé des problèmes. En effet, la vitesse de fermeture de l'obturateur doit être suffisamment rapide pour assurer une continuité de la structure sans superposition des variations d'indice ce qui mènerait à des inhomogénéités. Par ailleurs, la distance entre deux anneaux doit permettre une uniformité de la structure photo-inscrite. Une distance trop courte créera une superposition des anneaux et donc également des inhomogénéités alors qu'une distance trop longue mènera à une discontinuité de l'inscription finale.

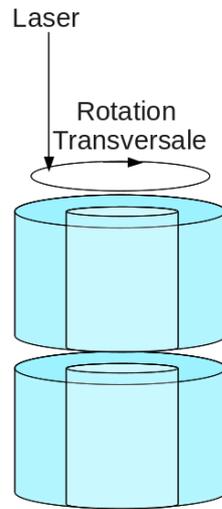


FIG. 2.11: Trajectoire pour l'inscription d'une structure par l'empilement d'anneaux

Ces contraintes ne nous ont pas permis de réaliser une structure continue et homogène. Ainsi nous avons défini une nouvelle trajectoire en une seule étape (sans interruption) de l'échantillon. Une trajectoire hélicoïdale semble appropriée car elle conserve l'avantage du contrôle du rayon et apporte la continuité.

2.3.2 Trajectoire hélicoïdale

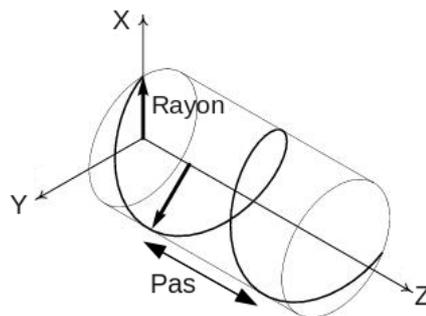


FIG. 2.12: Schématisation de la trajectoire hélicoïdale et de ses paramètres

Cette trajectoire est composée d'une trajectoire circulaire dans le plan perpendiculaire à l'axe optique et d'une translation suivant ce même axe. La figure 2.12 détaille cette configuration et indique les paramètres qui seront analysés par la suite : le pas de

l'hélice et son rayon. L'influence de la vitesse de rotation ω et de la vitesse de translation v_z seront également étudiées. Ces deux vitesses et le pas sont liés pour notre trajectoire car pour un tour complet à la vitesse ω correspond un déplacement suivant l'axe Z égal à un pas de l'hélice effectué à la vitesse v_z .

Le pas sera déterminé de telle manière qu'il permette une continuité de la structure. Le rayon de l'hélice fixera celui de la structure finale. Enfin, notre étude a considéré comme paramètres la vitesse scalaire de déplacement et la puissance moyenne du faisceau.

2.3.3 Profil Type

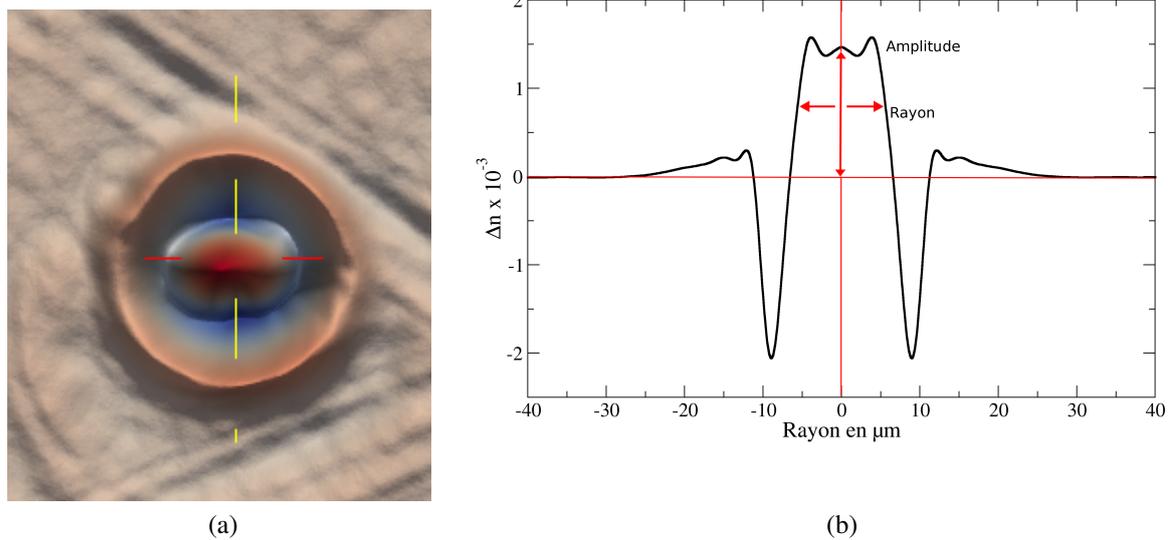


FIG. 2.13: Profil type des variations d'indice obtenues avec une trajectoire hélicoïdale

La figure 2.13a est une reconstruction transverse en trois dimensions du profil d'indice. Comme on peut le remarquer sur cette figure, la trajectoire hélicoïdale permet d'obtenir une structure parfaitement circulaire. D'autre part, on observe que la partie centrale de Δn est positive relativement à l'indice de la matrice.

L'autre partie de la figure 2.13 est une reconstruction longitudinale de l'indice de réfraction à environ 3 mm de la face d'entrée. Sur cette figure, la variation a été inscrite à une puissance de 50 mW, un rayon de l'hélice de 9 μm , un pas de 25 μm , une vitesse curviligne de 1000 $\mu\text{m/s}$ et une distance focale de 75 mm.

L'origine thermique du processus que nous avons mise en évidence précédemment, permet d'expliquer la présence d'une partie centrale positive de Δn . Lors de la rotation, deux déplacements de matière diamétralement opposés dûs aux ondes de pression se "choquent" au centre de l'hélice, créant ainsi une densification locale. Si la température diminue en dessous de T_g avant que la matière n'ait pu retourner à sa position d'équilibre, il en résulte une variation d'indice positive.

La figure 2.13b montre également la manière dont les résultats suivants seront présentés. Nous avons considéré uniquement la partie positive de Δn . Ainsi l'amplitude sera calculée par rapport à la valeur de l'indice de la matrice et le rayon sera celui de la partie positive.

2.3.4 Influence du pas de l'hélice

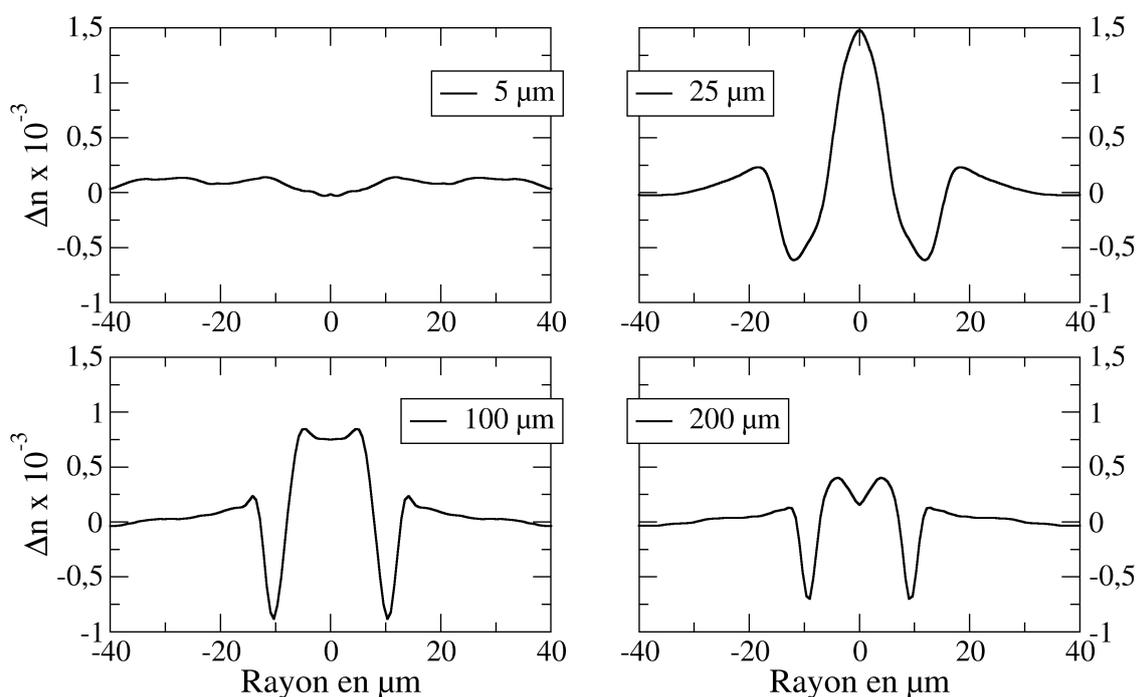


FIG. 2.14: Influence du pas sur la variation d'indice

Le pas de l'hélice est le premier paramètre que nous avons étudié. Comme il l'a été

expliqué précédemment, il doit permettre une continuité de l'inscription. En fixant la vitesse à 250 $\mu\text{m/s}$, la puissance à 50 mW et le rayon à 9 μm , nous avons étudié l'évolution de la variation d'indice en fonction du pas pour une distance focale de 75 mm.

Quelques exemples de ces résultats sont présentés sur la figure 2.14. Pour chacune des inscriptions, à l'exception de celle effectuée avec un pas de 5 μm , on peut noter la présence de la partie positive au centre entourée de deux pics négatifs. Pour des pas inférieurs à 25 μm , la structure résultante est inhomogène et d'amplitude très faible. A partir de 25 μm et jusque 150 μm , la variation d'indice devient homogène mais son amplitude diminue lorsque le pas augmente. Au delà de 200 μm , l'inscription commence à redevenir inhomogène laissant apparaître des zones non-inscrites. Pour tous les pas représentés, aucune variation sensible du rayon n'est à noter.

Encore une fois, ce comportement trouve son origine dans la nature thermique du mécanisme de photo-inscription. Lorsque le pas est faible, la température est fortement augmentée par effet d'accumulation pour devenir nettement supérieur à T_g . Ainsi, avant de redescendre en dessous de T_g , la matière aura repris sa position d'origine. La variation d'indice sera donc quasi-inexistante. Par contre, lorsque le pas augmente, le chevauchement devient moins important et la quantité d'énergie transférée à la matrice en un point donné est plus faible. La température atteint donc des valeurs moins élevées. Ainsi la matière n'a plus le temps de relaxer vers sa position d'origine avant de redescendre en dessous de la température de transition vitreuse, laissant apparaître une variation d'indice positive. Cependant, lorsque le pas augmente trop, il ne permet plus la continuité de l'inscription et la structure résultante devient inhomogène.

La figure 2.15 est composée d'une photographie de la variation d'indice inscrite avec un pas de 25 μm , de la matrice de phase et de la matrice d'indice qui ont été calculées sur cette variation. La longueur réelle de ces images est d'environ 200 μm . On peut remarquer qu'il n'y a aucune période de 25 μm sur ces structures.

Dans la suite nous avons établi de fixer le pas de l'hélice à 25 μm en raison de la grande amplitude et de l'homogénéité de Δn observées dans ces conditions.

2.3.5 Influence de la vitesse

Les résultats décrits dans cette partie correspondront à des vitesses scalaires \vec{v} telles que $\|\vec{v}\|^2 = \|\vec{v}_z\|^2 + \|R\vec{\omega}\|^2$ avec \vec{v}_z la vitesse de translation en z et $R\vec{\omega}$ la vitesse de rotation dans le plan transverse. Les autres paramètres sont fixés : le pas à 25 μm , la puissance à 50 mW, le rayon à 12 μm et la distance focale à 75 mm. Les profils d'indice

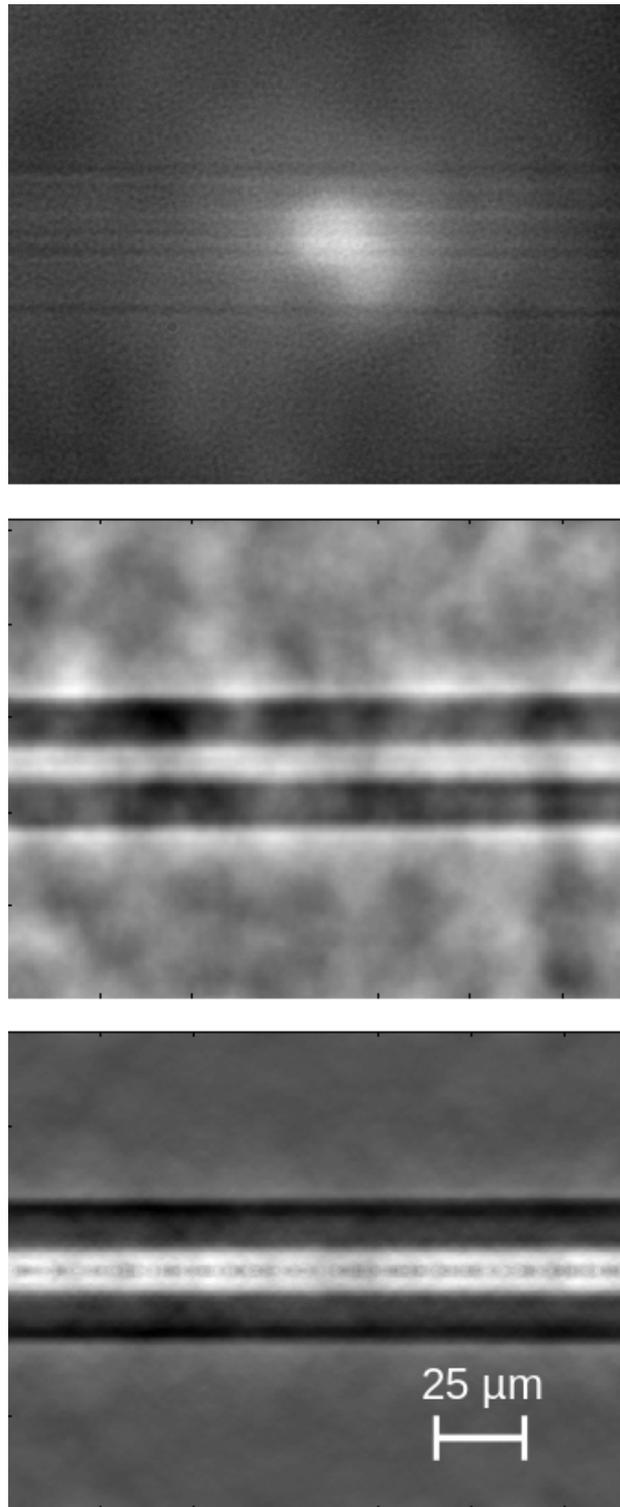


FIG. 2.15: Homogénéité de la variation d'indice avec un pas de $25 \mu m$

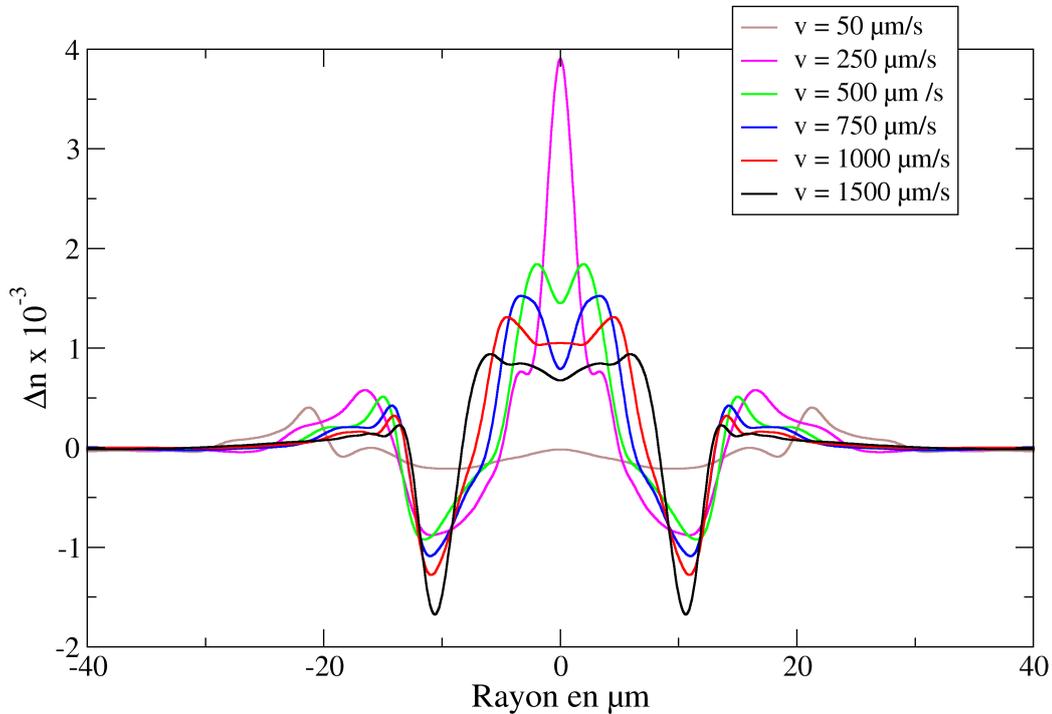


FIG. 2.16: Influence de la vitesse sur la variation d'indice

obtenus pour différentes valeurs de la vitesse sont représentés sur la figure 2.16.

Pour une vitesse de 50 $\mu\text{m/s}$ la variation d'indice est faiblement discernable dans la matrice. A partir de 250 $\mu\text{m/s}$, on observe une nouvelle fois la présence d'une partie positive entourée d'un anneau négatif. Hormis le premier point, à 50 $\mu\text{m/s}$, lorsque la vitesse augmente, on peut noter que l'amplitude diminue et que le rayon s'agrandit. D'autre part, à 1000 $\mu\text{m/s}$, la variation devient beaucoup plus large et de forme différente, avec l'apparition d'un plateau.

Par ailleurs, de 250 à 1000 $\mu\text{m/s}$, nous avons pu observer une amélioration de l'homogénéité lorsque la vitesse augmente. Mais au delà de 1000 $\mu\text{m/s}$, les inscriptions deviennent inhomogènes.

De la même manière que pour le pas, l'évolution des profils avec la vitesse conforte l'hypothèse de la prédominance des effets thermiques lors des inscriptions dans le verre d' As_2S_3 . Lorsque la vitesse est faible, la température est plus élevée. Donc le temps

nécessaire pour redescendre en dessous de T_g est plus long, laissant ainsi le temps à la matière de retourner à sa position d'origine. On obtient de cette manière une variation d'indice quasi-nulle.

Lorsque la vitesse est légèrement augmentée la température maximum atteinte diminue et le refroidissement ne permet plus une relaxation complète de la matière. On observe donc une amplitude de Δn plus élevée. Cependant, lorsqu'on accroît encore la vitesse, la température monte moins et la viscosité est plus importante. Ainsi l'onde de pression est plus faible et l'amplitude de Δn chute lorsque la vitesse augmente.

D'autre part, lorsque la vitesse est trop importante, le recouvrement entre deux tours diminue et la structure inscrite présente des inhomogénéités dues à des discontinuités.

En conséquence, la vitesse sera fixée par un compromis entre une amplitude élevée (avec une vitesse faible) et une bonne homogénéité (pour des vitesses élevées).

2.3.6 Influence du rayon de l'hélice

Pour étudier l'effet du rayon de l'hélice sur la morphologie de Δn , les autres paramètres sont une nouvelle fois fixés. Toutes les inscriptions sont ici effectuées avec un pas de 25 μm , une puissance de 50 mW, une vitesse de 1000 $\mu\text{m/s}$, un rayon variant de 5 à 14 μm et une distance focale de 50 mm.

La figure 2.17 montre les profils de Δn obtenus en variant le rayon de l'hélice. Entre 7 et 14 μm les formes sont très similaires. Un plateau central positif est entouré de deux pics négatifs. Les différences se font sur le rayon de la partie positive qui augmente avec le rayon de l'hélice alors que son amplitude diminue légèrement. Les profils à 5 et 6 μm sont un peu différents : le plateau observable pour les autres rayons n'est pas présent. De plus, l'amplitude de Δn pour une hélice de rayon égal à 5 μm est inférieure à celle correspondant au rayon de 6 μm .

L'ensemble de ces données mesurées (amplitude et rayon) est synthétisé sur la figure 2.18. En dehors des deux premiers points, l'évolution du rayon et de l'amplitude est linéaire avec le rayon de l'hélice. L'amplitude de Δn est divisée par 2 pour un de rayon de l'hélice augmentant de 5 à 14 μm . Sur la même augmentation de rayon, les dimensions de Δn sont multipliées par plus de 5. Ainsi, le rayon de la variation d'indice dépend beaucoup plus du rayon de l'hélice que l'amplitude de Δn . Le rayon de l'hélice permet donc de varier celui de la structure mais n'affecte relativement pas l'amplitude au regard des incertitudes.

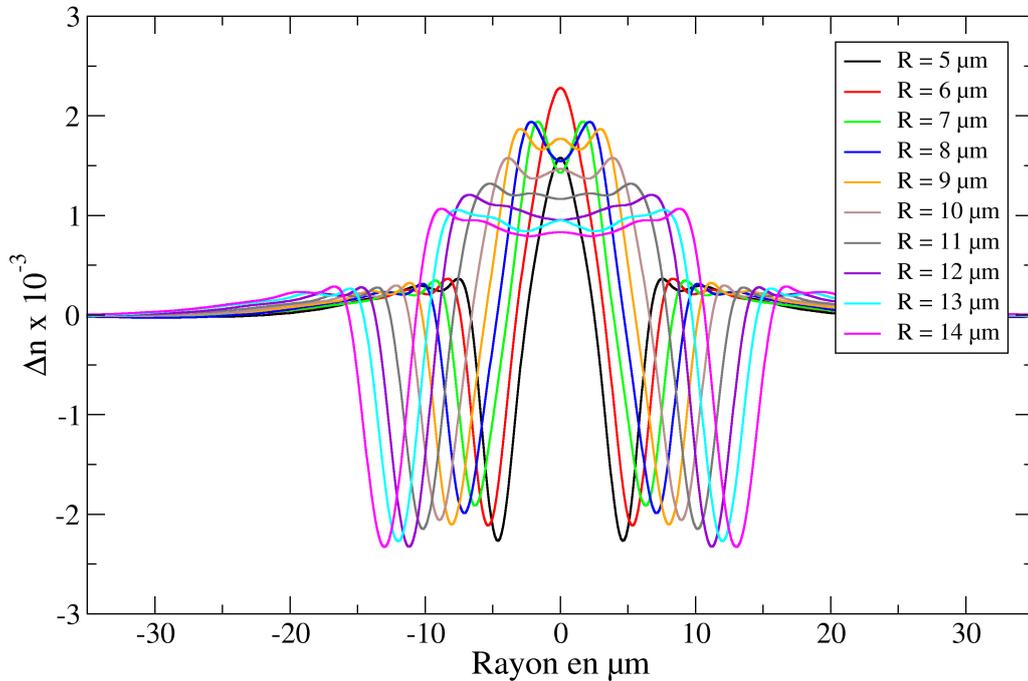


FIG. 2.17: Influence du rayon sur le profil de la variation d'indice

Les inscriptions longitudinales ont montré que les dimensions de Δn sont de l'ordre de la quinzaine de microns (page 67). Ainsi, en inscrivant avec une hélice de rayon 5, 6 ou 7 μm , deux points diamétralement opposés ne sont pas suffisamment éloignés. De la même manière que lorsque le pas était trop faible, la matière atteint des températures très élevées par accumulation. Lorsqu'elle diminue jusqu'à devenir inférieure à T_g , la matière a pu en partie reprendre sa position d'origine. Elle est ainsi figée avec une amplitude de Δn inférieure à celle obtenue avec les autres rayons. Lorsque les inscriptions diamétralement opposées sont plus éloignées (pour 6 et 7 μm par rapport à 5 μm), la température atteint des valeurs moins élevées et le refroidissement est moins long. Ainsi, la matière est figée avec une amplitude de Δn plus élevée que pour 5 μm .

De plus, on peut remarquer que lorsque le rayon de l'hélice est agrandi, l'amplitude du plateau diminue. En effet, en augmentant cette distance, on éloigne les origines des ondes de pression diamétralement opposées. Or l'onde s'atténue avec la distance traversée. Ainsi lorsque les deux se rencontrent, la densification est moins intense.

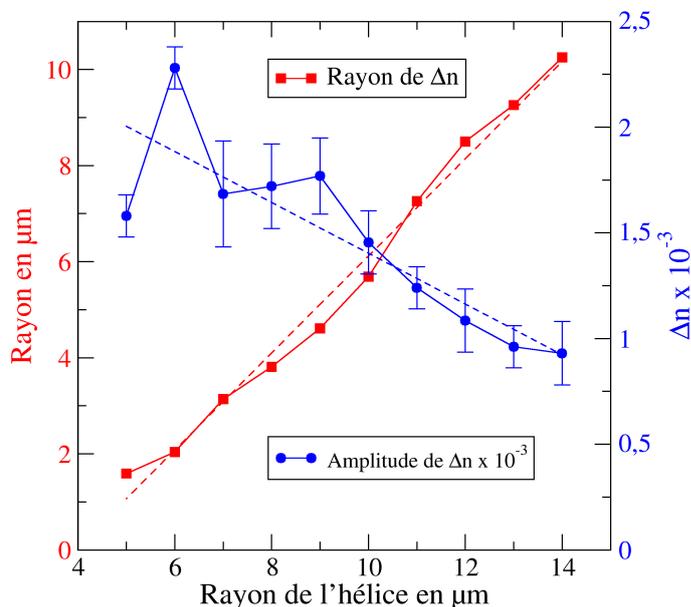


FIG. 2.18: Influence du rayon de l'hélice sur l'amplitude et le rayon de Δn

En conclusion, l'évolution du rayon de Δn étant linéaire avec celui de l'hélice, dans les conditions expérimentales précédemment citées, il est possible de définir le rayon de l'inscription de manière précise de 1 à 10 μm .

2.3.7 Influence de la puissance

Comme pour l'étude des différentes influences, dans cette partie, le rayon est fixé à 9 μm , le pas à 25 μm , la vitesse à 250 $\mu\text{m/s}$ et la distance focale à 75 mm. La puissance moyenne varie entre 25 et 125 mW.

Sur la figure 2.19, les profils de Δn obtenus pour des valeurs de la puissance comprises entre 38 mW et 125 mW sont représentés. De 25 à 38 mW les inscriptions n'ont pas mené à des variations quantifiables, soit elles sont absentes, soit elles possèdent des amplitudes inférieures à nos limites de détection.

Lorsque la puissance moyenne est augmentée jusque 110 mW, les profils évoluent de manière assez constantes. Les amplitudes des pics positifs et négatifs augmentent avec la puissance. Par contre, le rayon évolue très peu. Il diminue de 0,3 μm lorsque

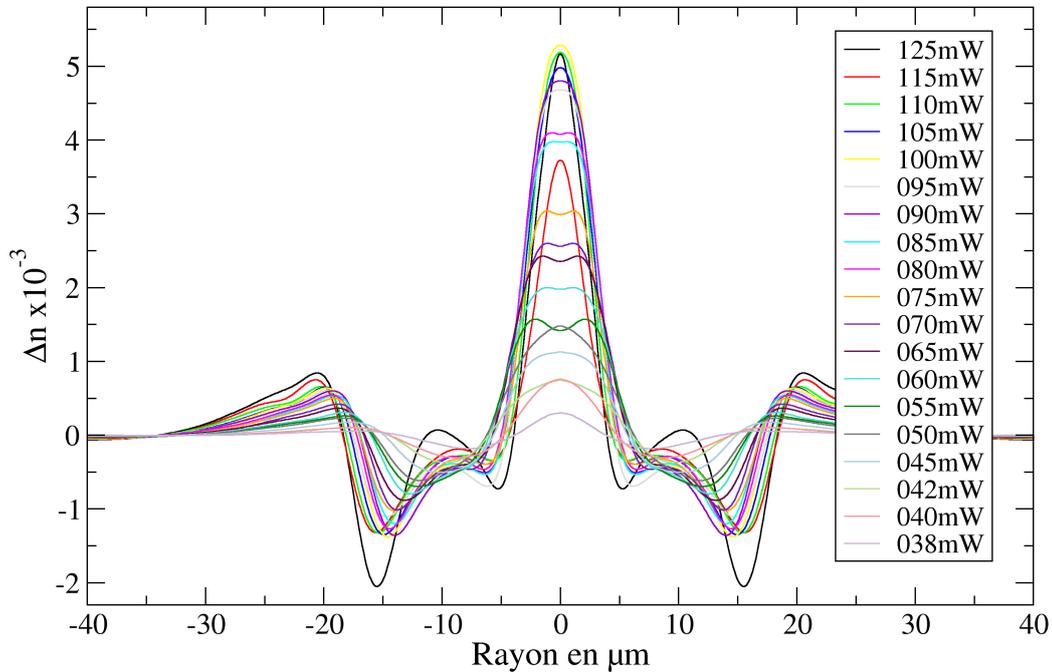


FIG. 2.19: Influence de la puissance du faisceau sur le profil de Δn

la puissance varie de 40 à 100 mW alors que la distance entre les deux pics négatifs augmente de presque 7 μm .

Pour des puissances comprises entre 115 et 125 mW, les profils deviennent différents. L'amplitude et le rayon à mi-hauteur diminuent alors que l'amplitude des pics négatifs augmentent et on observe la formation d'un anneau entourant le pic central.

Ces mesures d'amplitude sont présentées dans la figure 2.20 en fonction de la puissance. L'évolution est linéaire avec la puissance moyenne entre 40 et 100 mW. A partir de 100 mW, une valeur limite est atteinte fixant l'amplitude de la variation d'indice à environ $5,2 \cdot 10^{-3}$.

L'absence de variation d'indice au deçà d'une puissance égale à 38 mW pourrait faire penser à un phénomène semblable à celui décrit pour le verre de GeGaS dans lequel la filamentation mène à l'inscription de structure à partir de P_{cr} . Cette valeur a été calculée dans nos conditions expérimentales pour le verre d' As_2S_3 , et mène à $P_{cr} = 5,76 \text{ kW}$ soit

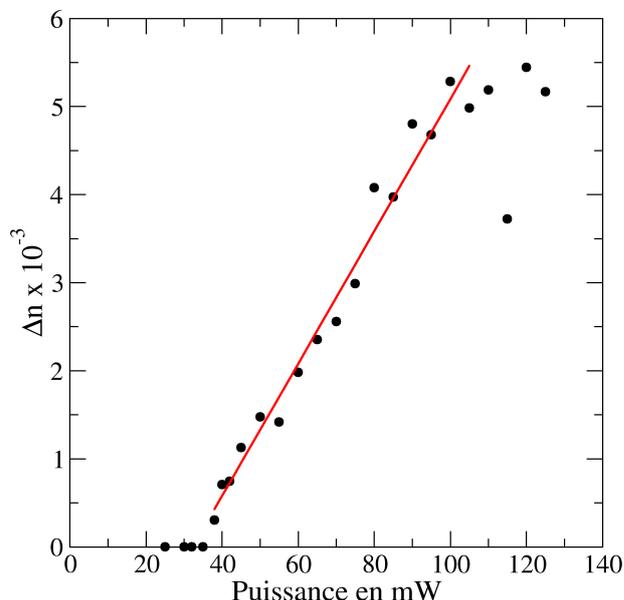


FIG. 2.20: Evolution de Δn avec la puissance moyenne

une puissance moyenne de 87,5 mW. Des inscriptions sont observables et quantifiables à des puissances inférieures à P_{cr} , ce qui confirme une nouvelle fois que la filamentation n'est pas le phénomène dominant dans ce verre.

Par ailleurs, l'amplitude ne présente pas de seuil mais une évolution linéaire avec la puissance. On peut donc penser qu'en dessous d'une puissance de 38 mW, l'accumulation de température ne permet pas de dépasser la température de transition vitreuse.

D'autre part, l'augmentation de la puissance et donc de la température qui s'ensuit, induit une onde de pression de plus en plus importante. On observe à partir d'environ 100 mW, la formation d'une deuxième structure autour du pic central. Ces résultats sont en accord avec ce qui a été observé pour les inscriptions longitudinales pour lesquelles les inscriptions devenaient inhomogènes au delà de 150 mW (voir page 66).

Ainsi, sur une gamme de puissance d'environ 60 mW, un contrôle précis de l'amplitude de Δn peut être obtenue avec des valeurs comprises entre 0 et $5 \cdot 10^{-3}$. On peut noter que dans cette gamme, le rayon des inscriptions à mi-hauteur varie de moins d'un micron.

Conclusion

Ainsi, l'utilisation d'une inscription dite en W par le biais d'une trajectoire hélicoïdale mène à l'inscription de variations d'indice positives et à un contrôle possible de son rayon et de son amplitude. Le rayon de cette hélice permet de sélectionner celui de Δn de manière précise entre 1 et 10 μm alors que la modification de la puissance moyenne du faisceau permet d'inscrire des variations d'indice d'amplitude variant entre 0 et $5 \cdot 10^{-3}$.

L'inscription de guides d'onde doit être réalisée sur des distances de l'ordre du centimètre. Dans ce cas, et dans la géométrie longitudinale d'inscription que nous utilisons, la quantité de matière traversée par le faisceau n'est pas constante au cours du déplacement. Nous allons donc étudier l'influence que cela a sur la morphologies des inscriptions réalisées.

2.4 Inhomogénéités longitudinales

2.4.1 Dépendance de Δn avec la position du point focal

Nous avons tout d'abord réalisé une inscription hélicoïdale sur une longueur de 17,7 mm afin d'observer l'homogénéité de Δn . Les paramètres utilisés pour cette inscription sont : une distance focale de 50 mm, une puissance moyenne de 80 mW, une vitesse de 1000 $\mu\text{m/s}$ et un rayon de l'hélice de 11 μm .

La figure 2.21 montre les profils de Δn mesurés en fonction de la distance depuis la face d'entrée. La forme des profils n'évolue quasiment pas. Pour toutes les positions, on peut noter la présence d'un plateau entouré de deux pics négatifs. Seule la variation d'indice acquise à 1 mm de la face d'entrée semble différente, mais cela est dû à la forte réfraction à l'interface. Cependant on peut observer que l'amplitude et le rayon diminuent lorsque l'on s'éloigne de la face d'entrée.

Les mesures d'amplitudes et de rayons sont reprises sur la figure 2.22. Sur celle-ci, les amplitudes sont symbolisées en rouge et les rayons en bleu. L'amplitude et le rayon des quatre premiers millimètres de profondeur évoluent différemment du reste de l'échantillon en raison de la proximité de l'interface. A partir de 5 mm, l'amplitude et le rayon de Δn semblent diminuer linéairement avec la profondeur.

Entre 5 et 15 mm de profondeur, l'amplitude de Δn varie de 61 % et le rayon de 23 %. On ne peut donc pas considérer ces inscriptions comme étant des guides d'onde

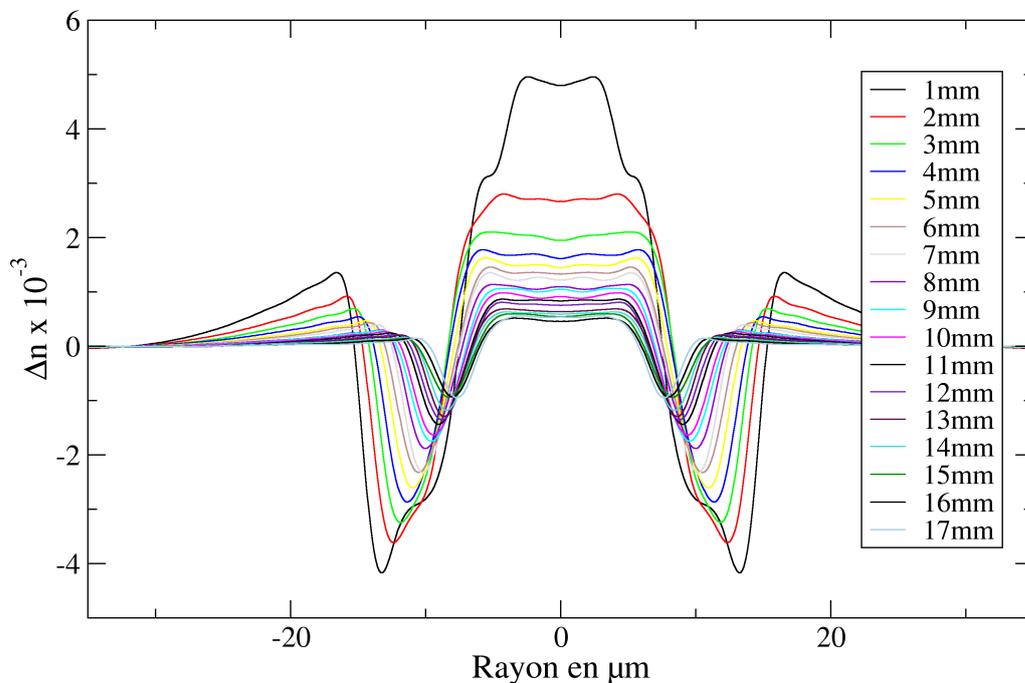


FIG. 2.21: Profils de Δn en fonction de la profondeur dans l'échantillon

homogènes. Nous allons étudier dans la prochaine partie les effets qui pourraient expliquer cette dépendance.

2.4.2 Expériences de z-scan

Pour étudier la dépendance de Δn avec la profondeur lors de la translation à travers le point focal, des expériences de z-scan ont été menées. Cette technique développée par Sheik-Bahae *et al.* en 1990 [48] est utilisée pour la mesure de l'indice de réfraction non-linéaire n_2 et de l'absorption non-linéaire α_2 . Ces deux constantes représentent la dépendance de l'indice de réfraction et de l'absorption avec l'intensité telles que [49] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad \text{et} \quad \alpha = \alpha_0 + \alpha_2 I \quad (.2.4)$$

Le principe de base de cette technique est de déplacer un échantillon le long de l'axe d'un faisceau focalisé et ainsi de faire varier continûment la distribution de l'intensité. On

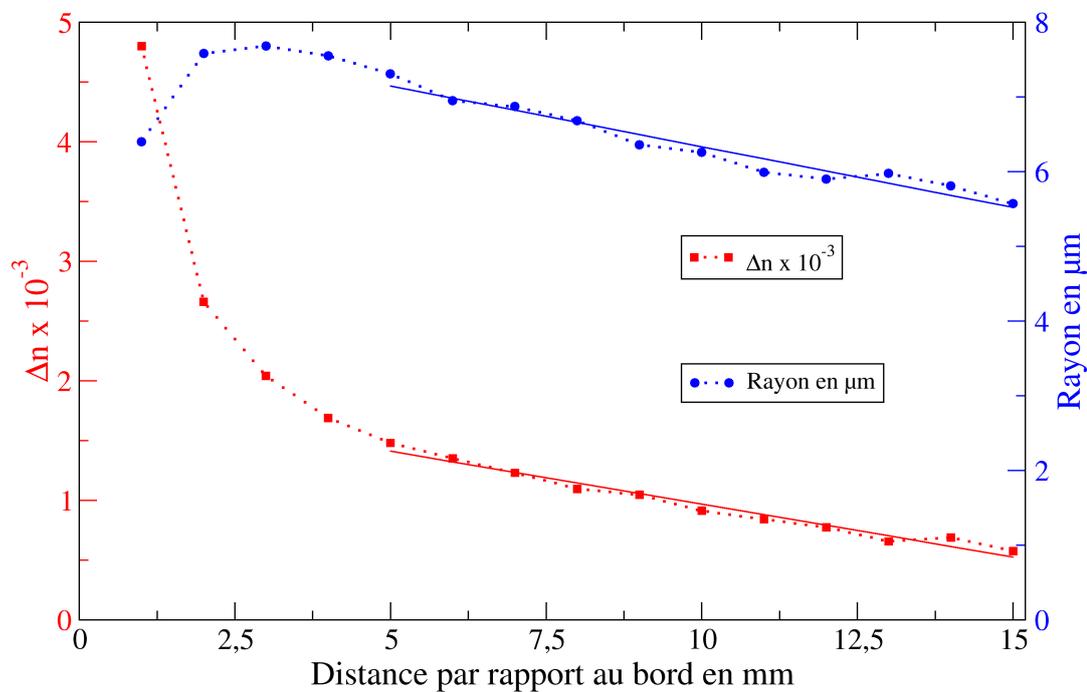


FIG. 2.22: Évolution du rayon et de l'amplitude de Δn en fonction de la profondeur dans l'échantillon

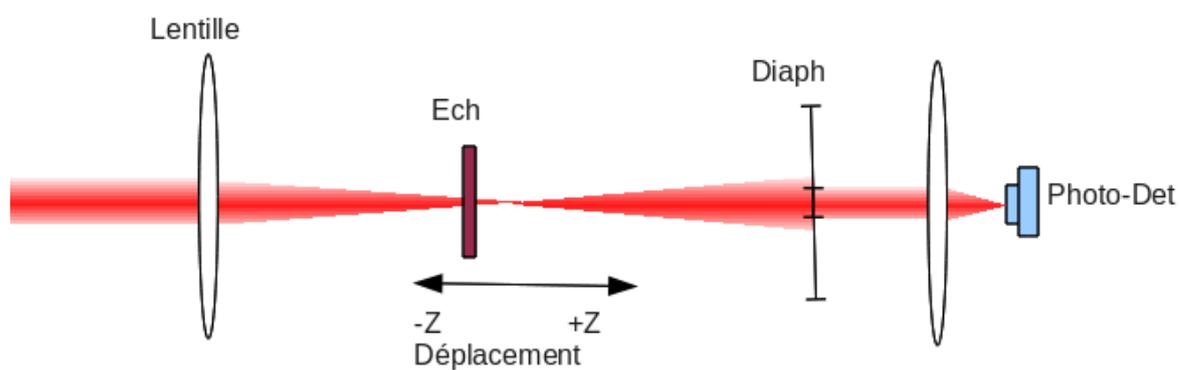


FIG. 2.23: Dispositif expérimental pour utilisation de la technique de z-scan

pourra donc observer les modifications subies par l'indice de réfraction et l'absorption linéaire.

Le dispositif expérimental utilisé pour cette technique est décrit sur la figure 2.23. La première lentille focalise le faisceau dans l'échantillon. L'échantillon est ensuite translaté entre $-Z$ et $+Z$. Pour mesurer n_2 , on enregistre la transmission du faisceau partiellement occulté par un diaphragme, on parle de configuration en ouverture fermée. Lorsqu'il est complètement ouvert, on parlera alors de configuration en ouverture pleine et on mesure α_2 .

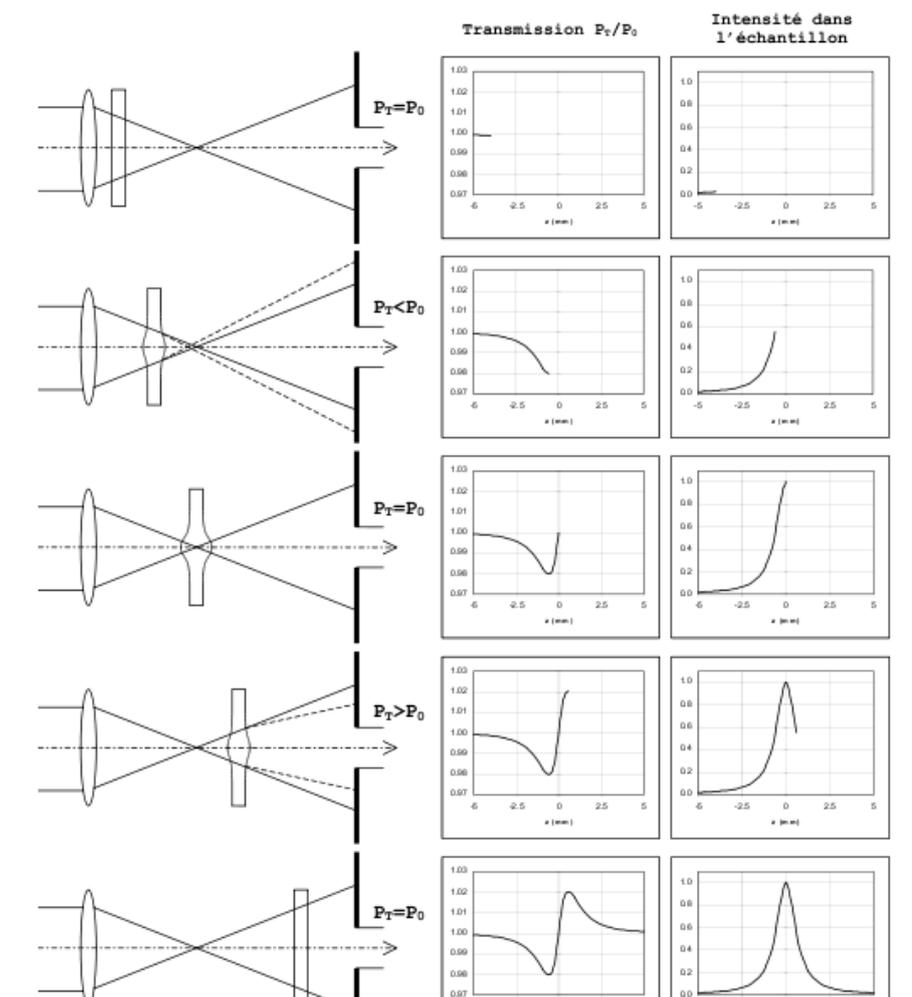


FIG. 2.24: Schématisation de l'action de l'indice de réfraction non-linéaire lors du balayage de l'échantillon à travers le point focal

Lors de la translation, l'échantillon va subir une modification transitoire de son indice de réfraction dépendante de la position, soit une refocalisation ou une défocalisation selon le signe de n_2 . La figure 2.24, issue de [50], illustre le principe de cette mesure. Dans le cas d'un indice de réfraction non-linéaire positif, la lentille convergente transi-

toire est de plus en plus prononcée (cf partie 1.2.1) lorsque le verre s'approche du point focal provoquant une défocalisation du faisceau ce qui va modifier sa taille sur le diaphragme. La puissance transmise au photo-détecteur à travers le diaphragme diminue donc. Si n_2 est négatif, les effets sont inversés et on observera d'abord une hausse de l'intensité transmise suivie d'une baisse.

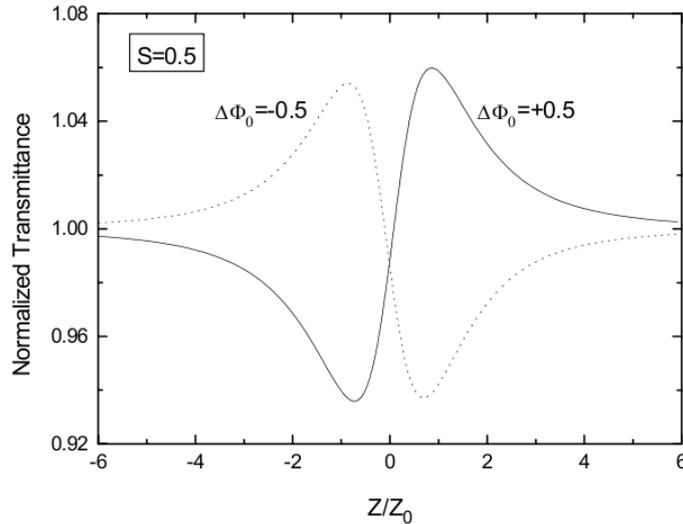


FIG. 2.25: Courbes de z-scan types obtenues lors de la translation d'un échantillon fin issues de [49]

Les courbes typiques obtenues en ouverture fermée sont présentées sur la figure 2.25. Ces courbes sont issues de [49]. Elles sont calculées théoriquement pour une ouverture de diaphragme de 50 % pour un indice de réfraction non-linéaire négatif (en pointillé) et positif (en trait continu).

En ouverture pleine, le signal mesuré sur le photo-détecteur est sensible à l'absorption dans l'échantillon. Lorsque l'échantillon est à l'intérieur de la tache focale, où l'intensité est la plus élevée, une partie de celle-ci est absorbée non-linéairement. Il en résulte une chute de l'intensité transmise par le diaphragme. La figure 2.26 également issue de [50] schématise cette dépendance.

Dans le cadre de notre analyse, nous allons principalement étudier l'absorption non-linéaire. Sheik-Bahae *et al.* ont développé la théorie dans le cas où l'épaisseur de l'échantillon est inférieure à Z_R , la longueur de Rayleigh, avec $Z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$. Lorsqu'elle est supérieure à cette distance, cette théorie n'est plus valable et de lourds outils de simulation sont nécessaires pour obtenir l'absorption et l'indice de réfraction non-linéaire

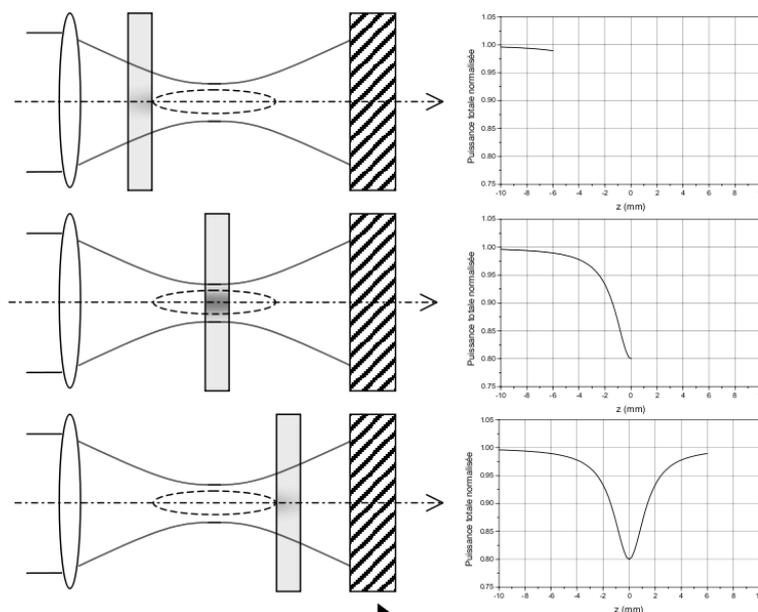


FIG. 2.26: Schématisation de l'action de l'absorption non-linéaire lors du balayage de l'échantillon à travers le point focal

[51],[52].

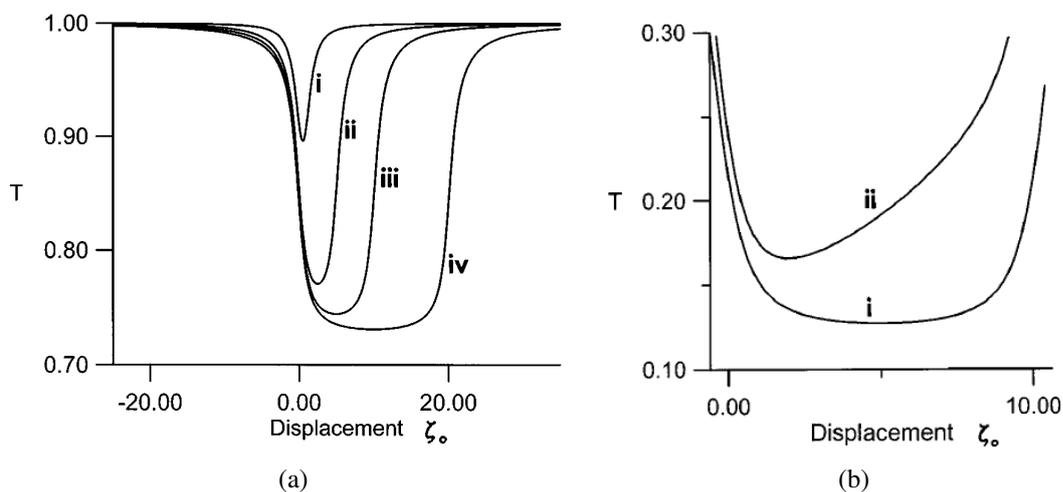


FIG. 2.27: Courbes de z-scan type obtenues lors de la translation d'échantillon épais issues de [52]. Dans la figure (a), pour la courbe i, il s'agit d'un rapport $e/Z_R = 1$, pour la courbe ii d'un rapport égal à 5, pour la courbe iii d'un rapport égal à 10 et pour la courbe iv d'un rapport égal à 20. Pour la figure (b), la courbe i correspond à une simulation effectuée sans absorption résiduelle, alors que la courbe ii en tient compte.

La figure 2.27a est issue de [52] et montre l'influence de l'épaisseur sur l'absorption en fonction du déplacement normalisé Z/Z_R . Il s'agit de calculs numériques dans le cadre d'un régime de forte non-linéarités. Théoriquement, Hermann s'appuie sur une technique de décomposition de l'équation d'onde développée par McDuff [53]. Les courbes représentées sont théoriques et simulent l'acquisition obtenue en ouverture pleine pour différentes épaisseurs.

Dans notre cas, Z_R est égal à environ 250 μm et l'épaisseur est typiquement de 20 mm. Dans ces conditions, le rapport e/Z_R est de l'ordre de 80. Nous n'allons pas étudier théoriquement les acquisitions mais observer l'influence de la position sur la fraction de puissance absorbée.

Les courbes de la figure 2.28 représentent les acquisitions obtenues en tradant un échantillon de 17,7 mm avec une ouverture pleine et avec une obturation ne laissant passer que 40 % du signal. Le faisceau est focalisé par une lentille de distance focale égale à 50 mm et possède une puissance moyenne de 10 mW, et donc inférieure au seuil d'obtention d'une variation d'indice permanente (cf figure 2.20 page 80). La position du point focal dans l'échantillon est schématisée sur cette figure.

Les signaux acquis sont normalisés et celui en ouverture fermée est divisé par celui en ouverture pleine afin de ne représenter que la contribution de l'indice non-linéaire. L'origine en Z est déterminée par la position du premier pic de la courbe relative à la mesure de n_2 selon [51].

La courbe iv de la figure 2.27a (correspondant à un rapport e/Z_R égal à 20) montre que en dehors des effets de bord, la puissance transmise est constante quand le point focal est à l'intérieur de l'échantillon. Cependant nous observons que dans nos mesures, la puissance transmise dépend linéairement de la position du point focal.

La figure 2.27b issue de [52] introduit la prise en compte de la présence d'absorption linéaire (pour la courbe ii) dans le modèle. On peut remarquer que cette courbe possède également une pente en fonction de la position de l'échantillon. Une explication à notre dépendance avec la position du signal transmis pourrait donc être la présence d'absorption linéaire résiduelle dans notre verre.

La fraction absorbée F correspondante à $1 - (\text{Signal Transmis})$ en fonction de la position est représentée sur la figure 2.29. Il est clairement mis en évidence que la quantité d'énergie transférée au verre dépend de la position par rapport au point focal. Or l'amplitude de Δn dépend de la puissance. Dès lors, il est cohérent de retrouver une évolution linéaire de l'amplitude avec la profondeur.

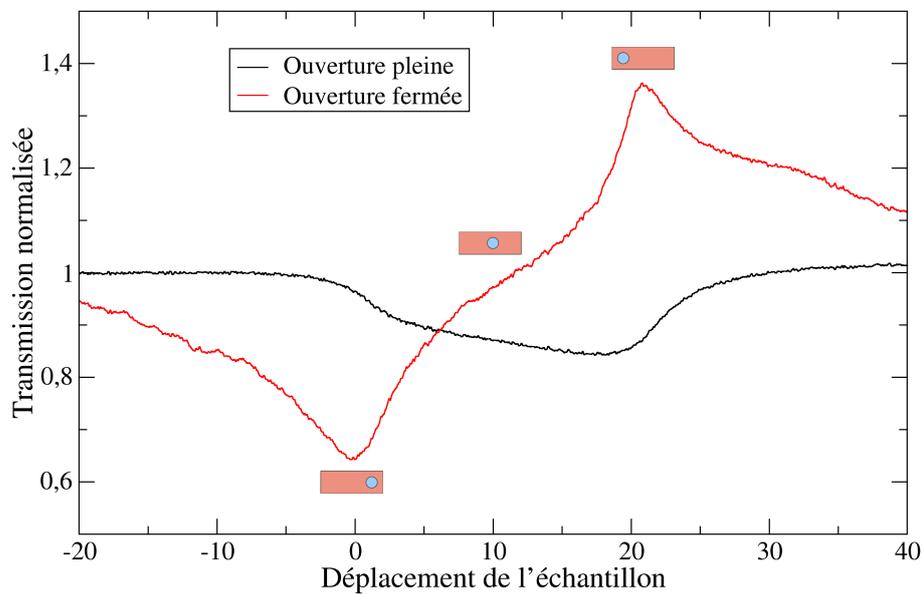


FIG. 2.28: Courbe de z-scan en configurations ouverture fermée et pleine pour un échantillon de 17,7 mm

Différents phénomènes peuvent expliquer la présence de cette pente. Nous avons vu que l'absorption linéaire pouvait en être un. Pour les épaisseurs que nous considérons, nous allons voir que d'autres effets sont à prendre en compte. Ils sont décrits dans la partie suivante.

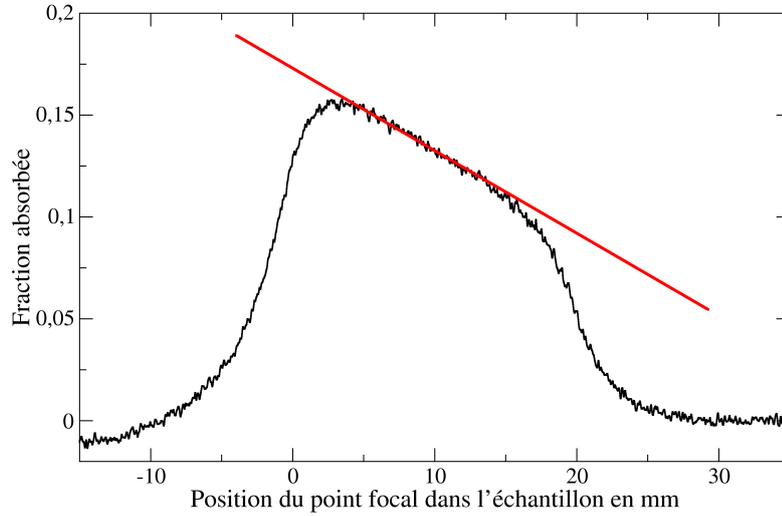


FIG. 2.29: Fraction de puissance absorbée dans un échantillon de 25 mm

2.4.3 Effets dépendants de la profondeur

Élargissement temporel

Lorsqu'une impulsion femtoseconde se propage dans un milieu d'indice $n(\lambda)$, elle s'élargit temporellement en raison de la dispersion de vitesse de groupe. Par conséquent, chacune des composantes spectrales suivra un chemin optique de longueur différente et elles ne se superposeront plus spatialement. Pour une impulsion de profil temporel gaussien, ce phénomène se traduit par une augmentation de la durée d'impulsion $\Delta t_{1/2}(Z) = 2\tau(Z)\sqrt{\ln 2}$ en fonction de Z l'épaisseur de matière traversée qui s'exprime sous la forme :

$$\tau(Z) = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{k_0''^2 Z^2}{\tau_0^4}}. \quad (.2.5)$$

où τ_0 est la durée d'impulsion avant propagation dans le milieu, appelée aussi durée de référence. $k_0'' = \frac{\lambda^3}{2\pi \cdot c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$ représente la dispersion de vitesse de groupe.

Nous avons mesuré la durée de l'impulsion après traversée de différentes épaisseurs de verre d' As_2S_3 . Sur la figure 2.30, quatre impulsions sont représentées. La première (la courbe noire) est celle représentant la référence, avant propagation dans le verre, alors

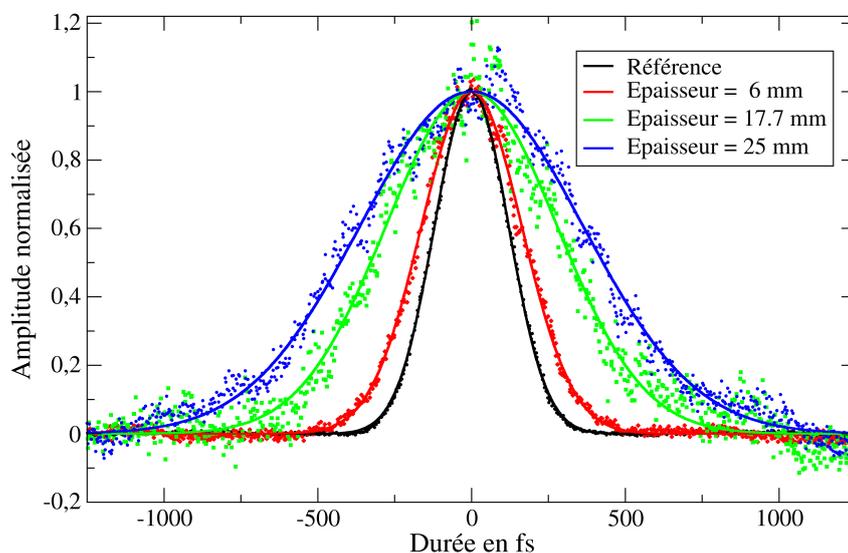


FIG. 2.30: Elargissement des impulsions en fonction de l'épaisseur d'échantillon traversée

que les suivantes sont celles représentant la durée d'impulsion après propagation dans 6 (en rouge), 17,7 (en vert) et 25 mm (en bleu) d' As_2S_3 . Les points sur cette figure sont les données expérimentales et les courbes continues sont des ajustements par une fonction gaussienne de l'impulsion.

Ces ajustements ont permis de mesurer les largeurs à mi-hauteurs des impulsions qui sont représentées sur la figure 2.31. La courbe en rouge est un ajustement par une fonction $y = A0\sqrt{1 + A1 * Z^2}$ de $\tau(Z)$ permettant donc de retrouver les constantes : la durée de référence et la valeur de k_0'' . On obtient respectivement 187,96 fs et 3744,29 fs²/mm.

Cet étalement pourrait être responsable de la pente observée dans la fraction de puissance absorbée par la matrice. En effet, lorsque la durée d'impulsion augmente, l'intensité crête diminue ce qui se traduit par une baisse de la puissance absorbée.

Aberrations

La modification de l'intensité peut avoir d'autres causes que l'étalement temporel. En effet, en raison du contraste d'indice de réfraction, à l'interface air-verre, le faisceau laser subit de fortes perturbations à prendre en compte comme les aberrations sphé-

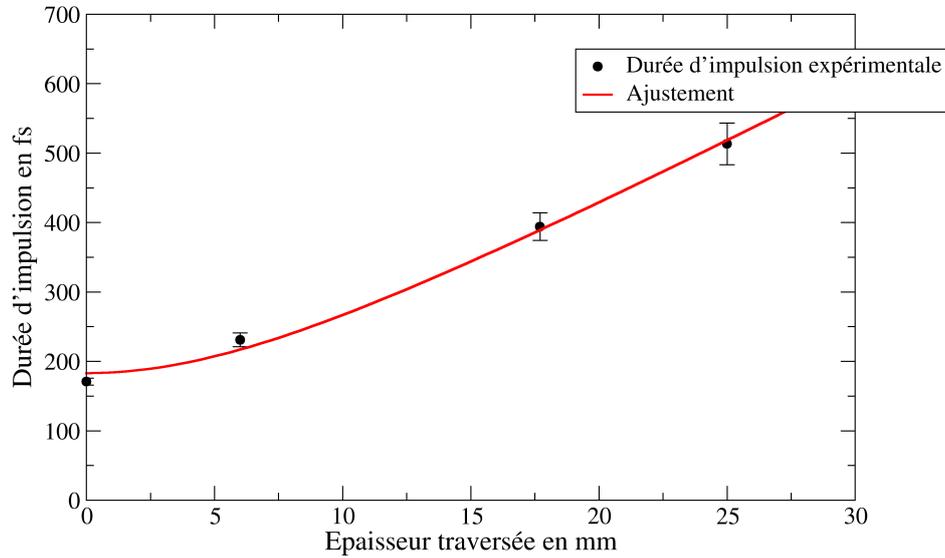


FIG. 2.31: Largeur à mi-hauteur des impulsions se propageant dans le verre d' As_2S_3

riques.

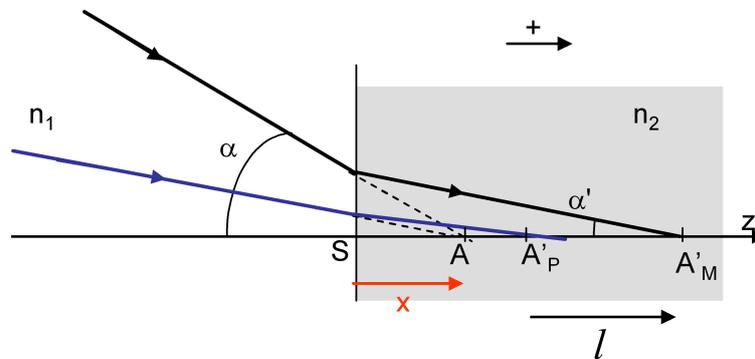


FIG. 2.32: Schématisation géométrique de l'intervention des aberrations sphériques (figure issue de [54])

Huot *et al.* [54] et Hnatovsky *et al.* [55] ont étudié l'influence de ces aberrations lors d'inscriptions longitudinales dans les verres de silice. L'approche géométrique permet de se rendre compte de ce phénomène, elle est schématisée sur la figure 2.32 issue de [54]. Lorsque le faisceau est focalisé, A correspond au point focal en l'absence d'interface et A' est le point focal déterminé par l'optique géométrique. La position du point

focal réel dépend de l'angle d'incidence sur l'interface α . α' est l'angle formé par le rayon réfracté et l'axe optique. En fonction de l'ouverture numérique du système et du contraste d'indice, cette position sera comprise entre deux valeurs extrêmes (A'_P et A'_M) séparées de la distance l qui dépend de la distance au dioptre (x) [54] suivant la relation :

$$l = x \frac{n_2}{n_1} \left\{ \cos(\alpha') \left[1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \sin^2 \alpha' \right]^{-1/2} - 1 \right\} \quad (2.6)$$

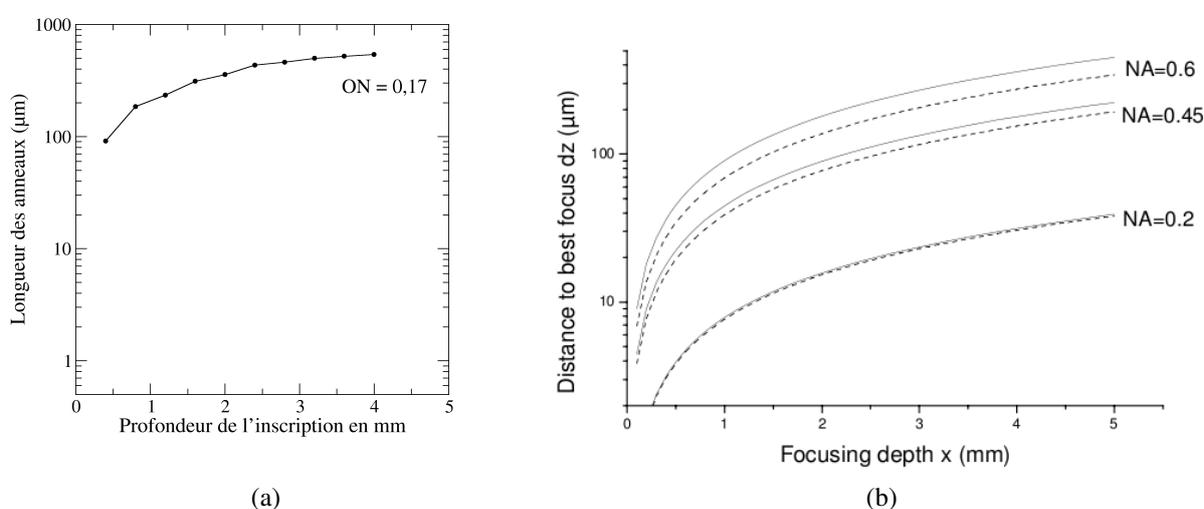


FIG. 2.33: Evolution de la longueur de la tache focale avec la profondeur de l'inscription obtenue expérimentalement (a) et théoriquement (b)[54]

La dépendance avec x et α de cette distance l mène à un allongement de la tache focale dans la direction de propagation. La figure 2.33a présente la hauteur des anneaux inscrits lors des expériences d'empilement d'anneaux (cf page 70) pour différentes profondeurs. Elles ont été réalisées avec un rayon de $9 \mu\text{m}$, une puissance de 125 mW , une vitesse de $1000 \mu\text{m/s}$, une lentille de distance focale de 75 mm et un pas de $400 \mu\text{m}$. On peut observer un fort allongement de la longueur d'inscription sur les premiers millimètres de profondeur. En échelle logarithmique, on remarque que cet allongement devient quasi-linéaire de faible pente avec la profondeur à partir d'environ 3 mm .

La figure 2.33b est issue de [54]. Elle représente une distance caractéristique de la tache focale (le *best focus*) en fonction de la profondeur d'inscription. Elle met donc en évidence l'influence des aberrations sphériques sur la longueur de la tache focale. La distance appelée *best focus* correspond à la distance entre le focus paraxial (A'_P) et le point

de plus haute intensité (correspondant au centre de la tache focale). L'évolution de ces courbes obtenues théoriquement est en accord avec celle observée expérimentalement sur le figure 2.33a.

Ces aberrations spatiales selon l'axe de propagation mènent à un résultat similaire à l'élargissement temporel. En effet, l'allongement de la tache focale induit une baisse de l'intensité crête maximum [55] et donc une diminution de la puissance absorbée non-linéairement.

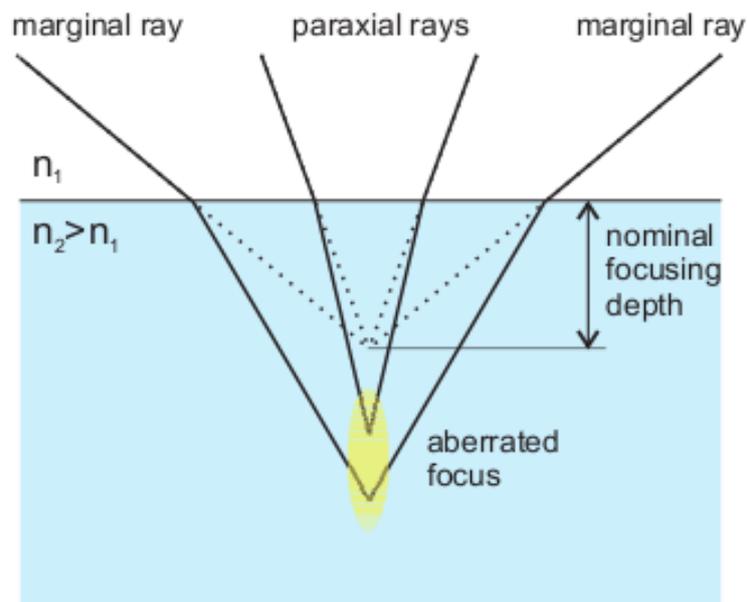


FIG. 2.34: Schématisation géométrique de l'intervention des aberrations chromatiques (figure issue de [56])

D'autre part, les aberrations chromatiques ont une action similaire aux aberrations sphériques mais dans le plan perpendiculaire à l'axe optique. Elles sont également dues à un déplacement du point focal réel. La largeur spectrale du faisceau impulsionnel est ici responsable de ce déplacement. Lors du passage à travers le dioptre, les différentes longueurs d'onde sont focalisées à différentes positions dans le plan transverse, amenant des distorsions des structures inscrites. La figure 2.34 est issue de [56] et schématise le déplacement du point focal.

Jesacher *et al.* ont étudié l'action de ces aberrations lors d'inscriptions dans le niobate de lithium [56]. Les auteurs ont montré que l'allongement transversal de la tache focale dû aux aberrations chromatiques induit une distorsion de Δn qui présente une

dépendance avec la profondeur. Ainsi, au lieu d'être allongées suivant l'axe optique comme pour les aberrations sphériques, les taches focales seront étendues dans le plan transverse avec la profondeur. Cependant, la conséquence de cet effet est la même que pour les autres aberrations, l'intensité crête diminue.

Ces trois effets amènent des perturbations et des inhomogénéités lors de la propagation du faisceau dans le verre sur quelques millimètres. Elles ont principalement pour conséquence une baisse de l'intensité maximum. Cependant, l'étalement de la durée d'impulsion va prédominer sur les aberrations. En effet, on a pu observer que cette durée était doublée entre la référence et après propagation dans 25 mm de verre. Cet effet va donc diviser par deux la puissance crête disponible. Dans le cas des aberrations, le rapport entre les intensités crêtes en entrée et en sortie étant plus faible, on va considérer que l'étalement temporel est l'effet prédominant pour la diminution de la puissance, lors de la translation des échantillons.

2.5 Inscriptions de guides d'onde

2.5.1 Compensation en puissance

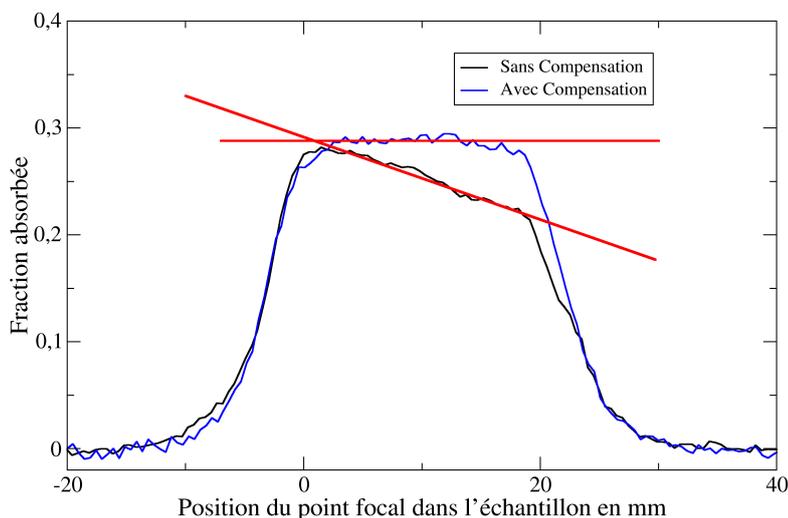


FIG. 2.35: Ajout d'une pente en puissance pour conserver la fraction absorbée

L'évolution de la fraction absorbée avec la profondeur de l'échantillon peut donc

s'expliquer par différents phénomènes. Plutôt que de contrer chacune des contributions possibles, nous avons pris le parti de corriger les variations de puissances absorbées que ces phénomènes engendrent.

Pour cela, nous avons donc augmenté la puissance incidente avec la distance depuis la face d'entrée. Dans cette partie, nous allons expliquer la technique utilisée et les résultats obtenus.

Nous avons ajouté une lame demi-onde sur une platine de rotation motorisée et contrôlée par le XPS, après l'isolateur de Faraday dans le dispositif expérimental décrit en début de chapitre. La rotation de cette platine est synchrone avec le déplacement hélicoïdale de l'échantillon. La lame demi-onde est ainsi tournée de manière à croiser les polarisations entre la sortie de l'isolateur de Faraday et le polariseur $P^{(2)}$. Elle modifie ainsi la puissance du faisceau incident sur l'échantillon pendant le déplacement.

Nous avons comparé les mesures de puissance transmise avec et sans compensation pour un échantillon de 25 mm de longueur afin de valider cette technique. La figure 2.35 présente ces deux acquisitions pour les mêmes paramètres expérimentaux.

Les deux courbes mettent en évidence l'efficacité de cette technique de compensation. La courbe en noir, acquise sans correction, est la même que celle de la figure 2.29. La courbe en bleu a été acquise en modifiant la puissance tout au long de déplacement grâce à la platine de rotation avec une pente, P_Z , de -3 % de la puissance par millimètre. La pente utilisée est négative car on cherche à compenser une baisse de la puissance absorbée avec la profondeur. On doit donc augmenter la puissance incidente avec la profondeur dans l'échantillon. Le déplacement étant effectué en s'éloignant de la lentille, la profondeur diminue au cours du déplacement et donc la variation de puissance doit être négative.

On peut noter une nette amélioration de la constance de la fraction absorbée d'une courbe à l'autre. Les droites rouges sont des ajustements linéaires de la fraction absorbée en fonction de la profondeur sur la longueur de l'échantillon. Pour la courbe obtenue sans compensation, on obtient une pente de $-3,79 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ alors qu'avec compensation la pente n'est plus que de $-0,17 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^{-1}$. La fraction de puissance absorbée devient ainsi quasi-constante avec la profondeur dans l'échantillon. On peut donc valider notre méthode de correction.

Cette technique de compensation a ainsi été appliquée à une inscription hélicoïdale. Nous avons étudié plusieurs valeurs de la pente de puissance jusqu'à atteindre une valeur quasi-constante de l'amplitude de Δn . La figure 2.36 résume les résultats obtenus pour

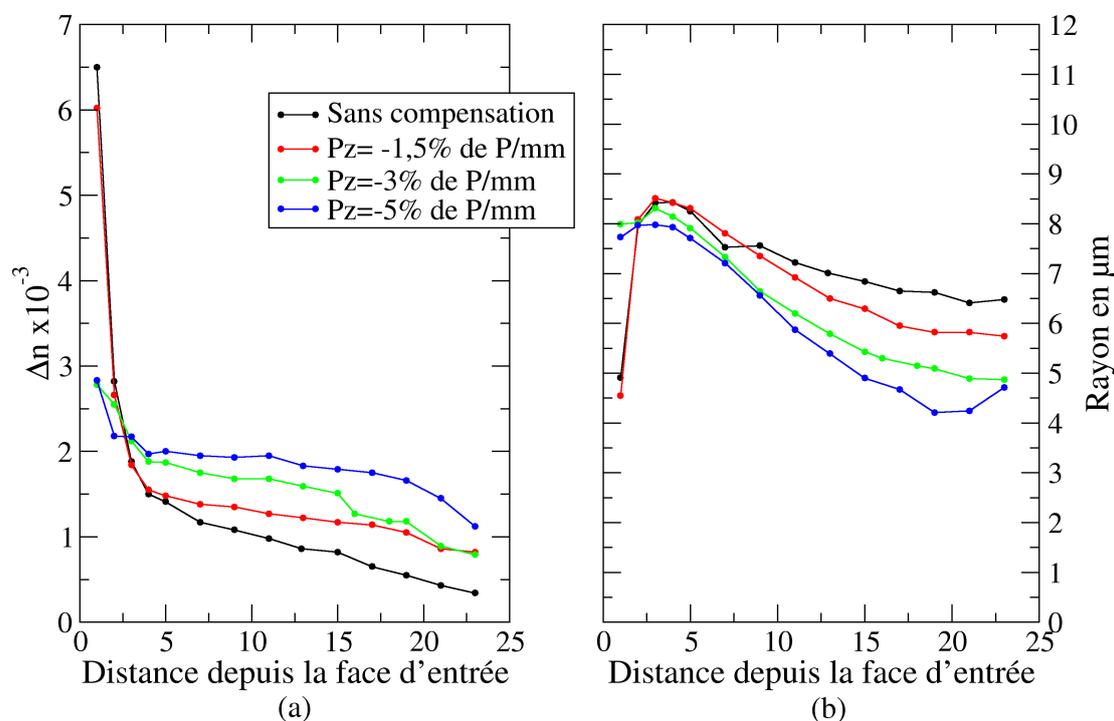


FIG. 2.36: Evolution du rayon et de l'amplitude de Δn en fonction de la profondeur dans l'échantillon avec ou sans compensation

des inscriptions réalisées avec un rayon de 12 μm , une puissance de 100 mW, une vitesse de rotation d'environ 1000 $\mu m/s$, une lentille de 50 mm de distance focale et une pente variant de 0 à -5 % de la puissance par millimètre.

Les quatre inscriptions réalisées montrent une stabilisation de l'amplitude lorsque la valeur absolue de la pente augmente. L'amplitude de Δn diminue de 66 % sans compensation entre 5 et 20 mm alors qu'elle ne baisse plus que de 10 % avec une pente de -5 % de la puissance par millimètre sur la même distance.

Cependant la correction apportée sur l'amplitude entraîne une dépendance accrue du rayon avec la profondeur comme le montre la figure 2.36. En effet, on peut observer que l'augmentation de la valeur absolue de la pente entraîne une diminution du rayon de Δn . Sans compensation, le rayon diminuait d'environ 1 μm pour 15 mm de profondeur alors qu'avec la compensation de -5 % de la puissance par millimètre, le rayon perd plus de 4 μm soit une baisse de plus de 50 % sur la même distance.

2.5.2 Compensation en rayon

Afin d'obtenir des guides d'onde de qualité similaire à ce qui existe dans d'autres matériaux, nous avons dû mettre en place une technique permettant de compenser également la pente en rayon qui apparaît lors de la correction en amplitude. Nous avons donc modifié notre trajectoire de telle sorte que le rayon de l'hélice augmente linéairement avec la distance depuis la face d'entrée.

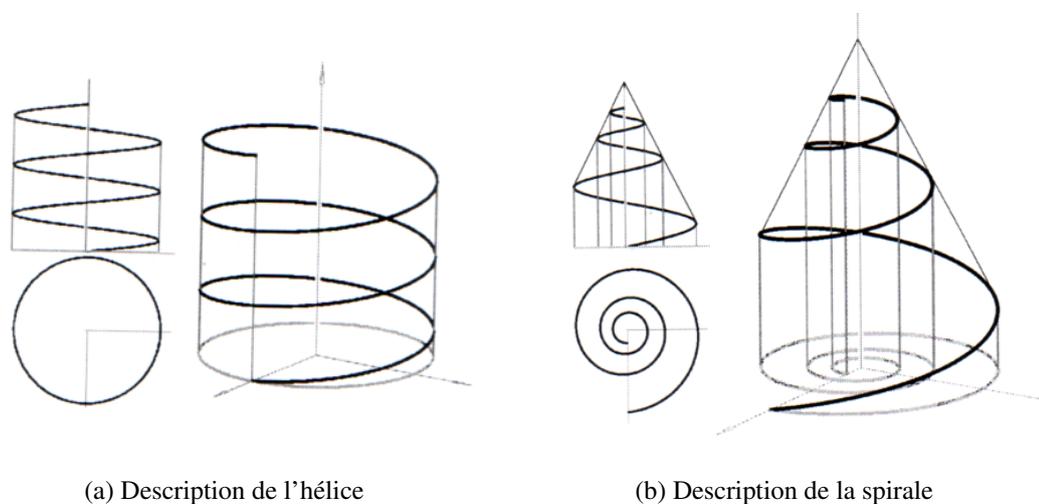


FIG. 2.37: Modification des trajectoires avec l'ajout d'une pente en rayon

La trajectoire ne peut plus être considérée comme une hélice mais plutôt comme une spirale. La figure 2.37 montre les différences qu'il existe entre ces deux trajectoires. La vitesse angulaire ω sera maintenue constante lors du déplacement.

La figure 2.38 représente l'évolution de Δn avec la profondeur pour une inscription réalisée à une puissance de 80 mW, un rayon de 12 μm , une vitesse de rotation de 75 rad/s, une pente en puissance de -3 % de la puissance par millimètre et une pente en rayon de -0,3 $\mu\text{m}/\text{mm}$. L'échelle des ordonnées est la même que pour la figure 2.36. L'amplitude et le rayon sont nettement plus homogènes avec la profondeur que pour une simple compensation. Avec cette pente en puissance de -3 % de la puissance par millimètre, entre 5 et 20 mm de profondeur, l'amplitude perdait environ 30 % de sa valeur et le rayon 36 %. Avec l'ajout de la pente en rayon, l'amplitude ne perd plus que 16 % de sa valeur et le rayon diminue de moins d'un micron, il peut donc être considéré constant.

L'ajout de la pente en rayon n'agit quasiment pas sur l'amplitude de Δn car comme

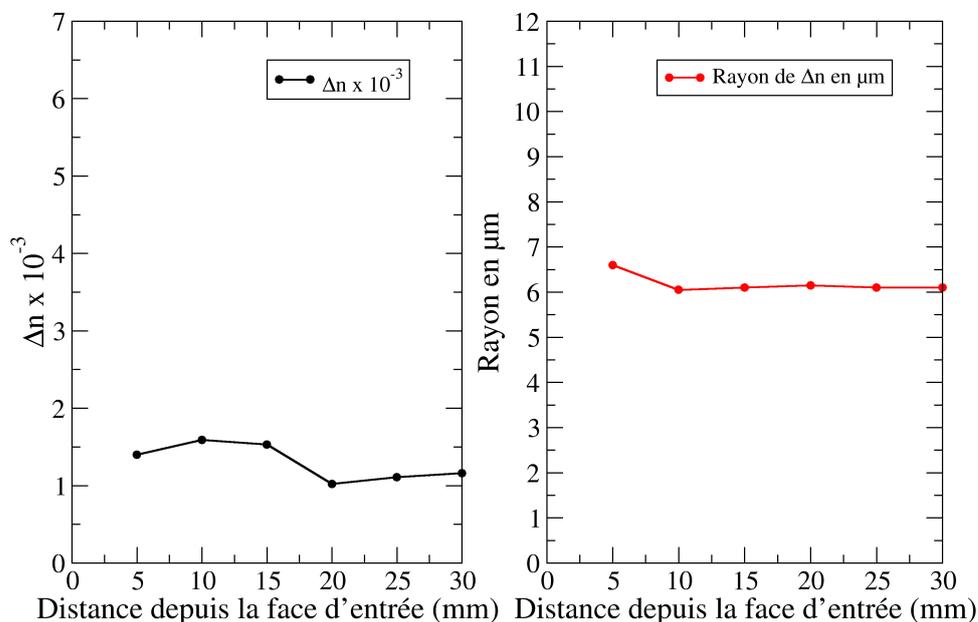


FIG. 2.38: Amplitude et rayon d'une variation d'indice inscrite avec une double compensation

nous avons pu voir dans la partie 2.2.3, le rayon de l'hélice influe beaucoup moins sur l'amplitude de la variation d'indice que sur ses dimensions. Le tableau de la page suivante résume les variations relatives résiduelles selon le type de compensation.

TYPE DE COMPENSATION	VARIATION RELATIVE DU RAYON	VARIATION RELATIVE DE ΔN
<i>Sans Compensation</i> 0 % de P/mm 0 $\mu m/mm$	61 %	23 %
<i>Compensation Puissance</i> -3 % de P/mm 0 $\mu m/mm$	30 %	36 %
<i>Compensation Puissance et Rayon</i> -3 % de P/mm -0,3 $\mu m/mm$	16 %	0 %

TAB. 2.1: Tableau résumant les variations relatives en rayon et en amplitude avec le type de compensation

Pour le cas particulier de cette inscription, nous avons pu obtenir la valeur des pentes idéales pour stabiliser l'amplitude et le rayon de Δn . Des études ont été menées pour d'autres inscriptions, avec des rayons d'hélice et des puissances incidentes différentes. Les pentes idéales évoluent avec les paramètres expérimentaux et chaque inscription doit être étudiée afin de les obtenir. Le tableau suivant présente quelques exemples des paramètres idéaux utilisés pour la réalisation d'inscriptions les plus homogènes possibles ainsi que les variations relatives résiduelles d'amplitude et de rayon.

PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX	COMPENSATIONS UTILISÉES	VARIATION RELATIVE DE Δn	VARIATION RELATIVE DE R
P = 80 mW R = 12 μm	$P_Z = -3\%$ de P/mm $P_R = -0,3 \mu\text{m/mm}$	16 %	0 %
P = 80 mW R = 9 μm	$P_Z = -5\%$ de P/mm $P_R = -0,4 \mu\text{m/mm}$	11 %	6 %
P = 110 mW R = 9 μm	$P_Z = -5\%$ de P/mm $P_R = -0,3 \mu\text{m/mm}$	18 %	10 %
P = 110 mW R = 12 μm	$P_Z = -3\%$ de P/mm $P_R = -0,3 \mu\text{m/mm}$	14 %	12 %

TAB. 2.2: Tableau résumant les variations relatives en rayon et en amplitude pour différents paramètres d'inscription

Finalement, la figure 2.39 met en évidence l'homogénéité obtenue sur 30 mm des inscriptions avec une double compensation. Les images sont les matrices d'indice calculées tous les 5 mm. Elles représentent chacune environ 80 μm d'inscription. La variation d'indice représentée est celle de la figure 2.38. On observe bien une constance en rayon et en amplitude de la variation d'indice réalisée.

Conclusion

Notre trajectoire assez particulière nous a donc permis d'obtenir des structures photo-inscrites dans un verre d' As_2S_3 de profil de Δn transverse parfaitement circulaire et positive. Le contrôle du rayon de l'hélice entraîne la possibilité d'un réglage très précis du rayon de la variation d'indice dans une gamme de 1 à 10 μm . La puissance du faisceau incident nous permet quant à elle de définir l'amplitude de Δn entre 0 et $5 \cdot 10^{-3}$. De cette manière, après avoir obtenu un contrôle précis sur l'amplitude et sur le rayon des variations photo-inscrite, nous avons pu rendre ces inscriptions homogènes sur plus de 25 mm.

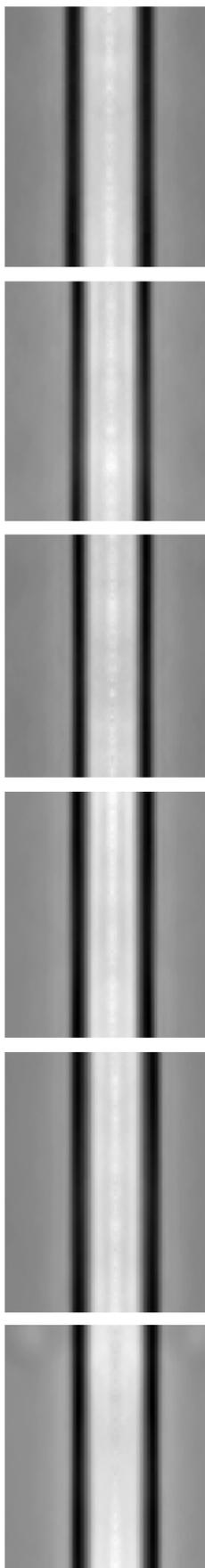


FIG. 2.39: Homogénéité sur 30 mm

2.6 Guidage optique

Les inscriptions réalisées dans la partie précédente vont maintenant être caractérisées en tant que guide d'onde. Nous allons étudier d'une part la technique utilisée pour optimiser le guidage et d'autre part les performances atteintes. Des mesures de mode guidé et de pertes vont donc être décrites afin de réunir toutes les caractéristiques d'un guide d'onde.

2.6.1 Le guidage

Dans le cadre de nos tests de guidage et de mesures de pertes nous avons utilisé un laser erbium fibré continu à 1,55 μm . Ce laser est injecté dans une fibre SMF28 de Corning[®]. Ses caractéristiques données par le constructeur sont :

PARAMÈTRES	VALEURS
r_{coeur}	4,5 μm
r_{gaine}	62,5 μm
n_{coeur}	1,47
Δn	$4,5 \cdot 10^{-3}$

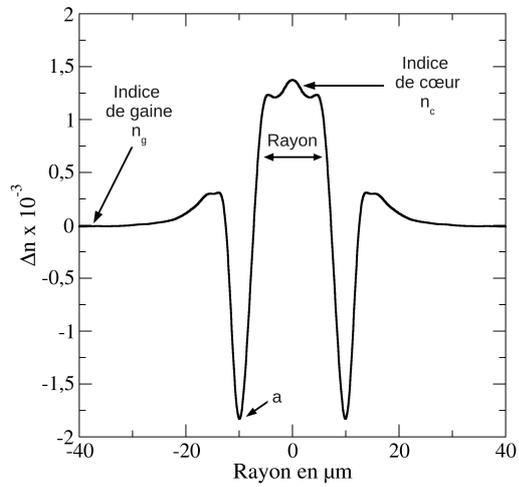
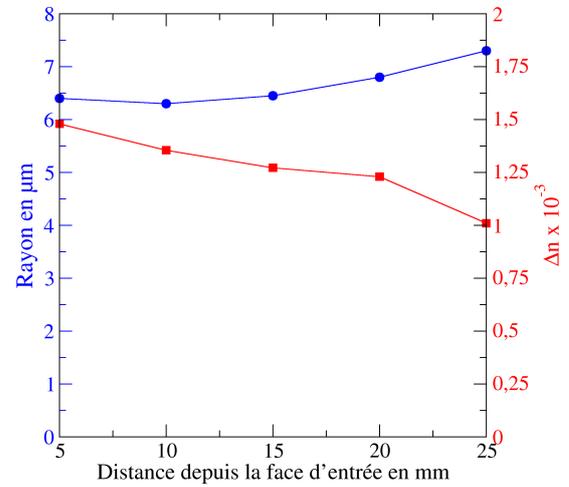
TAB. 2.3: Caractéristiques du guide d'onde

Cette fibre sera ensuite couplée à notre guide d'onde à l'aide de platines micrométriques.

Les paramètres expérimentaux de l'inscription du guide d'onde étudié sont : un rayon de l'hélice de 12 μm , une puissance moyenne de 80 mW, un pas de 25 μm , une vitesse de rotation de 75 rad/s, une distance focale de 75 mm et des pentes de compensation de -3 % de la puissance par millimètre et -0,40 $\mu\text{m}/\text{mm}$. La figure 2.40 présente les caractéristiques de ce guide en terme d'amplitude, de rayon (a) et d'homogénéité (b).

L'amplitude de Δn est d'environ $1,3 \cdot 10^{-3}$ et le rayon à mi-hauteur de 7 μm . Pour supprimer les inhomogénéités dues à l'interface air/verre lors de l'inscription, les extrémités de l'échantillon ont été coupés et polis. On conserve donc la partie homogène de notre verre qui possède dorénavant une longueur de 17 mm. Sur cette longueur, on retrouve une variation inférieure à 15 % pour l'amplitude et à 10 % pour le rayon.

L'échantillon est placé sur des platines de translation 3 axes afin d'optimiser le couplage. En sortie de ce guide d'onde, le faisceau est collimaté à l'aide d'un objectif de microscope x20. Les différents dispositifs sont présentés sur les figures 2.41. et 2.42.

(a) Profil de Δn du guide d'onde

(b) Homogénéité du guide d'onde

FIG. 2.40: Amplitude et rayon des variations d'indice inscrite longitudinalement

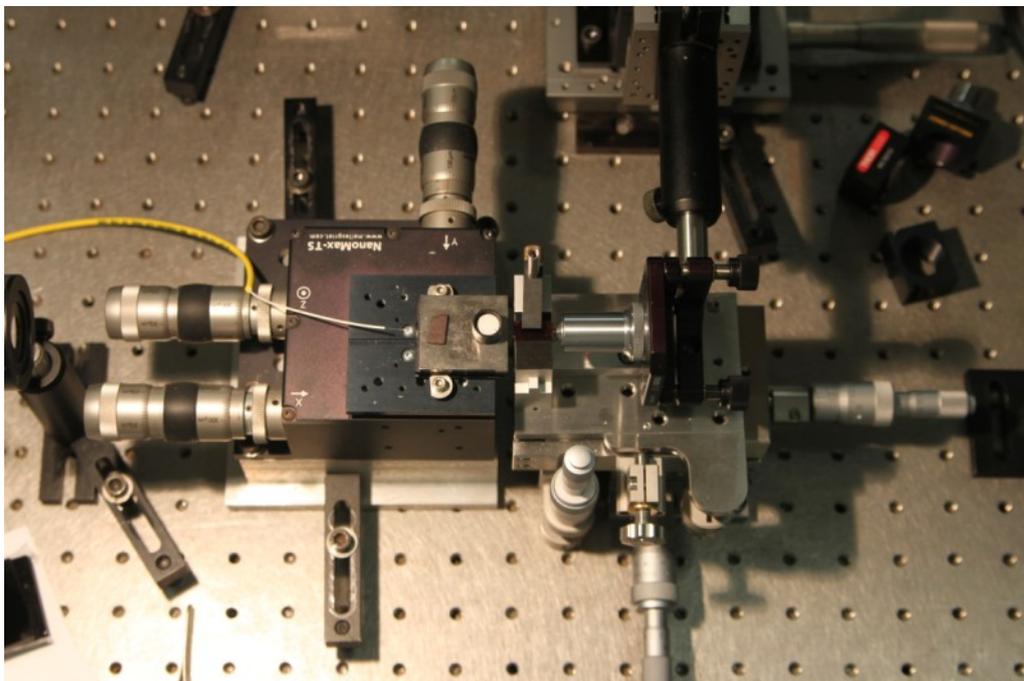


FIG. 2.41: Dispositif permettant le guidage

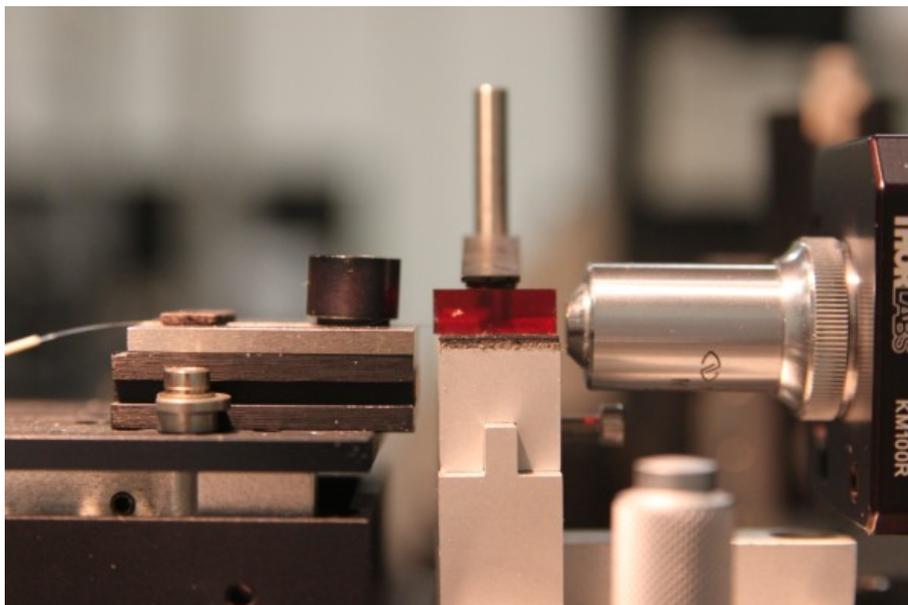


FIG. 2.42: Injection dans le guide d'onde

2.6.2 Mesure du mode

Pour un guide d'onde, une caractéristique importante est la fréquence normalisée V . Ce paramètre indique le caractère monomode ou multimode d'un guide pour une longueur d'onde donnée en fonction de ses caractéristiques. Pour cela, on compare V à la fréquence de coupure de premier mode, 2,405. V se calcule grâce à la relation suivante :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (.2.7)$$

avec a le rayon du cœur, n_1 et n_2 respectivement les indices de réfraction du cœur et de la gaine et λ la longueur d'onde que l'on cherche à guider. Dans notre cas, le rayon est de $7 \mu\text{m}$, l'indice de gaine est de 2,45 et l'indice de cœur est 2,4513. On obtient ainsi une fréquence normalisée de 2,26 à $1,55 \mu\text{m}$. On peut donc conclure que notre guide est monomode à $1,55 \mu\text{m}$.

Nous avons effectué une mesure du profil du mode guidé. Pour cela, un iris de $10 \mu\text{m}$ de diamètre a été placé devant un photo-détecteur Det10C de Thorlabs®. L'ensemble est translaté de manière à effectuer un quadrillage du mode guidé. La figure 2.43 représente la distribution du signal acquise lors d'un balayage avec un pas de $20 \mu\text{m}$.

Dans un premier temps, on peut observer sur cette figure la symétrie du mode guidé. La figure 2.44 est composée d'une représentation 3D de cette distribution du signal (a)

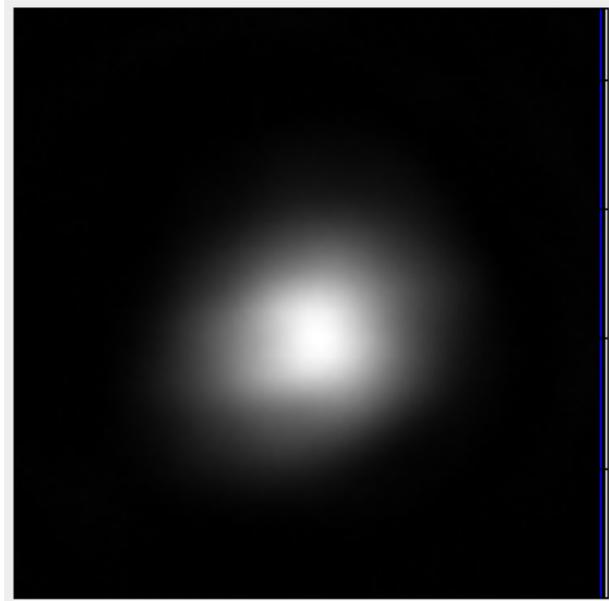


FIG. 2.43: Distribution du signal acquis lors du balayage pour la mesure du mode guidé

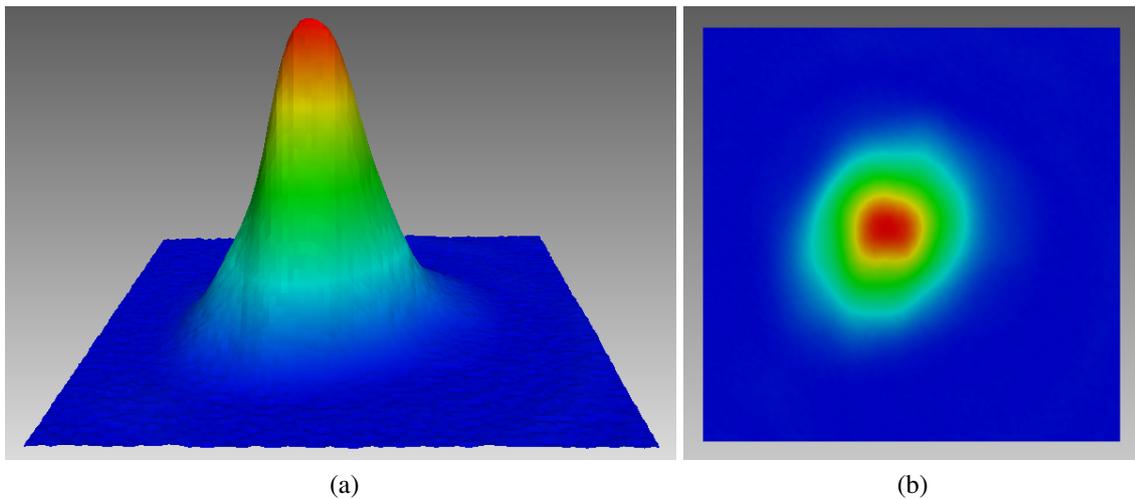


FIG. 2.44: Mode guidé en sortie de notre guide d'onde

et de sa projection sur le plan (b). Elle permet d'analyser plus précisément la forme du mode guidé.

Les coupes transversales du mode sont superposées à la variation d'indice du guide (en bleu) sur la figure 2.45. Les données expérimentales sont représentées par les points, en noir pour la section horizontale et en rouge pour la section transversale. Les courbes continues sont les ajustement par une fonction gaussienne de ces sections.

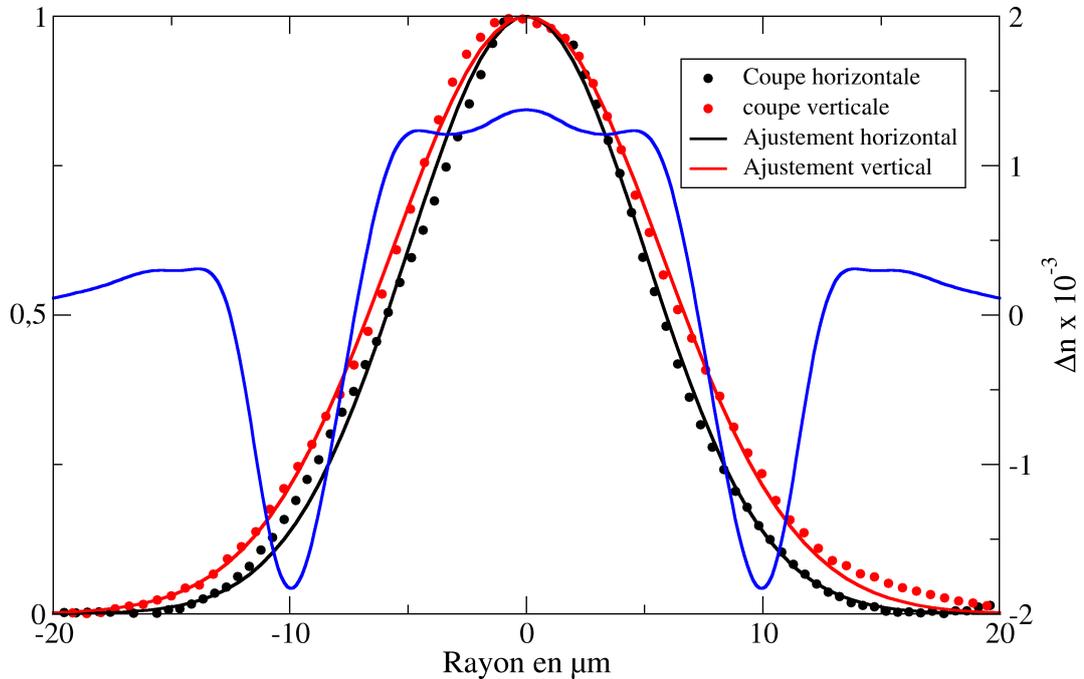


FIG. 2.45: Sections transversales du mode guidé

Ces coupes ont été normalisées. Les ajustements par une fonction gaussienne nous donnent les largeurs à mi-hauteur de chaque coupe : $10,0 \pm 0,5 \mu\text{m}$ pour la coupe horizontale et $11,5 \pm 0,5 \mu\text{m}$ pour la coupe verticale. On observe donc une symétrie quasi-parfaite entre la section horizontale et la section verticale.

La comparaison des dimensions du mode et de celles du profil d'indice semble montrer que le diamètre du guide qu'il faille considérer serait de $20 \mu\text{m}$, plutôt que les $14 \mu\text{m}$ que nous avons pris en compte. En effet, notre profil n n'est pas exactement similaire à celui d'une fibre à saut d'indice. Il est plutôt semblable à celui d'une fibre à gradient d'indice dont le cœur est entouré par deux parties possédant un indice de réfraction inférieur à celui de la "gaine" (la matrice d' As_2S_3). Dans ce cas, le comportement du mode fondamental et de sa distribution d'intensité sont décrit par Bélanger dans [57].

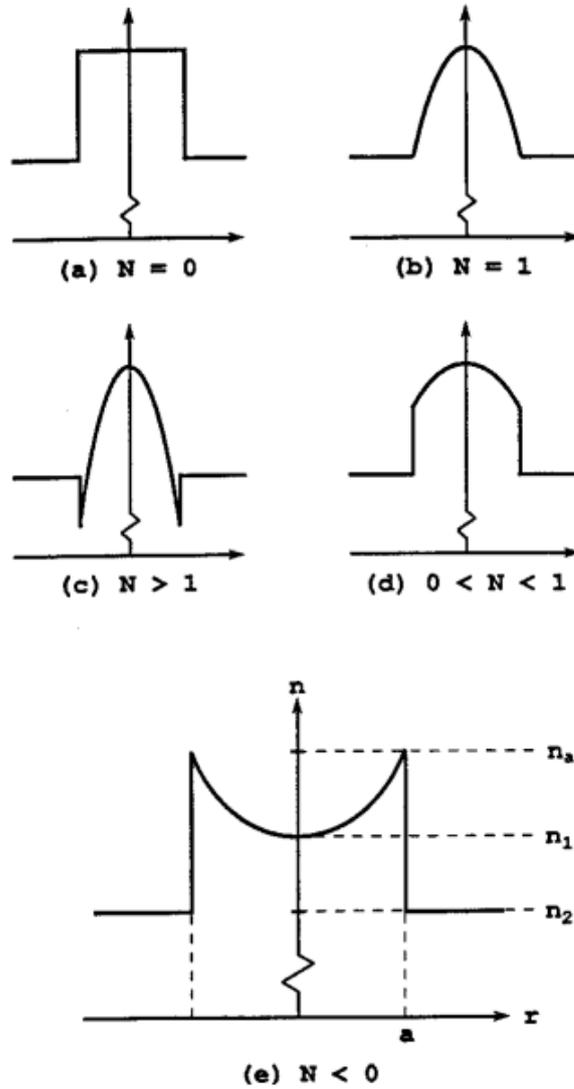


FIG. 2.46: Profils types des fibres à gradient d'indice

2.6.3 Guide d'onde à gradient d'indice

Les différents types de guide sont classés par un paramètre N défini par :

$$N = \frac{n_1^2 - n_a^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (.2.8)$$

où n_1 est égal à l'indice au centre du coeur, n_2 à l'indice de la gaine et où n_a correspond à l'indice de réfraction au point a , comme décrit sur la figure 2.46.

Dans notre cas, N est égal à 2,3, ce qui correspond à un guide de profil parabolique convergent (figure 2.46.c). Dans ce cas, où $N \geq 1$, on considère qu'il y a confinement de

la lumière à l'intérieur du cœur du guide et donc entre $\pm a$.

En utilisant ces valeurs, la fréquence normalisée est dorénavant égale à 4,99. Bien que nettement supérieure à la fréquence précédemment calculée, cette nouvelle valeur n'enlève pas le caractère monomode de notre guide. En effet, la fréquence de coupure de second mode augmente avec le paramètre de forme. Une estimation de cette fréquence à environ 6 a été effectuée depuis les figures présentées dans [57]

En prenant en compte toutes ces différences, on pourrait considérer que les valeurs d'amplitudes et de rayon des variations d'indice utilisées jusqu'à présent ne correspondaient pas à la réalité de notre profil. Jusqu'à présent, nous avons approximé notre profil parabolique par un profil à saut d'indice. Cette approximation est valable tant que les conditions de faible guidage ($n_1 \cong n_2$) et de faible gradient ($n_2 \cong n_a$) sont remplies. Ces deux conditions sont réalisées car notre variation d'indice correspondant donc à $n_1 - n_2$ est égal à $1,3 \cdot 10^{-3}$ et notre gradient d'indice valant $n_2 - n_a$ est égal à $1,7 \cdot 10^{-3}$.

Dans le cadre de cette approximation, nous avons déjà montré que notre guide était monomode. De plus, en considérant que le cœur est limité par la partie positive de l'indice de réfraction, on peut également définir que la gaine est limitée par l'interface région positive/région négative. Dans ce cas, la partie du mode se propageant dans la partie négative fait en réalité partie de la gaine et peut être considérée comme une onde évanescente de la même manière que cela se produirait dans une fibre à saut d'indice.

Ainsi, l'approximation de notre guide d'onde à gradient d'indice en un guide à saut d'indice ne modifie en rien ses propriétés. Nous avons donc réalisé un guide d'onde monomode à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ dans lequel la quasi-totalité du mode se propage dans le cœur.

2.6.4 Mesure de pertes

Les pertes d'un guide d'onde sont un paramètre important pour quantifier ses performances. Pour mesurer ces pertes, la méthode la plus fréquemment utilisée est celle du *cut-back* [58] qui nécessite une longueur de guide supérieure à quelques dizaines de centimètres et qui a l'inconvénient d'être destructive. Elle n'est donc pas utilisable dans le cadre de l'analyse d'un guide photo-inscrit. D'autres méthodes telles que celle du Fabry-Perot [59], de la mesure de lumière diffusée [60] ou du couplage de prisme [61] auraient pu être utilisées mais chacune d'entre elles demande des développements technologiques conséquents qui feront partie d'études ultérieures à cette thèse. Afin d'obtenir une première estimation, nous avons donc choisi d'utiliser une méthode plus directe.

Nguyen *et al.* ont décrit une méthode dans [62] permettant la mesure des pertes par couplage et par propagation sans destruction et ne nécessitant pas de matériel coûteux. Nos mesures s'inspirent de cette technique.

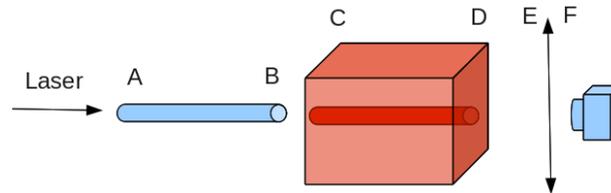


FIG. 2.47: Schéma simplifié des tronçons utilisés pour la mesure de pertes

De manière simplifiée, notre schéma optique peut être découpé en plusieurs tronçons dans lesquels il y a propagation et entre lesquels il y a couplage. Il y a donc autant de mesures de pertes possibles. La schéma de la figure 2.47 présente la position des différentes mesures qui ont été effectuées.

Dans un premier temps, deux mesures de puissance ont été réalisées : une en sortie du dispositif complet (au point F) et une autre en sortie de la fibre optique uniquement (au point B). Celles-ci permettent d'obtenir des puissances de référence. Une mesure de puissance avec uniquement la fibre et l'objectif de microscope permet d'identifier les pertes par propagation et par couplage dans ce dernier (AB + EF). Enfin, une mesure en sortie de notre échantillon (AB + CD), sans propagation dans le guide et sans objectif de microscope, permet de prendre en compte les réflexions sur les faces du verre et les pertes par propagation intrinsèques au verre.

La combinaison des différentes mesures a permis d'obtenir une estimation des pertes de notre guide à $3,1 \pm 0,25$ dB. Elles incluent donc les pertes par couplage et les pertes par propagation mais ne contiennent pas la contribution des pertes par réflexion de Fresnel.

Cette valeur peut sembler élevée au regard de ce qu'il existe pour les verres d' As_2S_3 [63, 64]. Mais si l'on observe uniquement les guides d'ondes réalisés par une méthode de photo-inscription, on peut remarquer que notre valeur se situe dans le même ordre de grandeur que ce qui existe [65].

Nous considérons que cette valeur pourra être prochainement améliorée. En effet, nous pensons que la majeure partie de ces pertes est en réalité représentée par les pertes par couplage. En utilisant une fibre de caractéristique différente (ouverture numérique et rayon) pour effectuer l'injection dans le guide, nous prévoyons d'améliorer notre cou-

plage et donc d'obtenir des pertes plus faibles.

Conclusion

Nous avons donc réalisé un guide d'onde en une seule étape permettant le guidage monomode à $1,55 \mu\text{m}$. Celui-ci guide principalement dans son cœur un mode quasi-symétrique et gaussien. Les mesures de pertes nous ont permis de situer nos performances dans le même ordre de grandeur que ce qui existe pour les guides photo-inscrits dans les verres d' As_2S_3 .

2.7 Conclusion

En conclusion, nous avons pu montrer que le phénomène prédominant lors de la photo-inscription dans le verre d' As_2S_3 était d'origine thermique. Ce phénomène a permis d'expliquer les différentes évolutions observées sur l'amplitude et le rayon des variations d'indice photo-inscrites dans le verre d' As_2S_3 en fonction des différents paramètres expérimentaux.

Nous avons donc pu concevoir des guides d'onde dont la variation d'indice est réglable continûment entre 0 et $5 \cdot 10^{-3}$. Leurs rayons peuvent quant à eux être définis entre 1 et 10 μm .

Les inhomogénéités rencontrées lors du déplacement de notre verre sur plus de 20 mm ont été corrigées. Nous avons donc conçu des guides d'onde dont la constance en rayon et en amplitude est supérieure à 85 % sur cette distance.

Une fois ses propriétés définies, nous avons réalisé un guide d'onde monomode à la longueur d'onde des télécommunications, 1,55 μm . Celui-ci a été caractérisé en termes de capacité de guidage et de pertes.

Conclusion générale et perspectives

Le but principal de ce travail de thèse était de réaliser des guides d'onde dans des verres de chalcogénures. Les travaux réalisés ont été décomposés en deux parties concernant chacune un verre de chalcogénure différent.

Dans le verre à base de germanium, nous avons montré que le phénomène en présence lors des inscriptions était la filamentation. Ce phénomène particulier nous a permis d'obtenir des structures au profil parfaitement circulaire.

Les variations d'indice photo-inscrites dans ce verre sont positives dans un régime de taux de répétition faibles (< 300 kHz). De plus, alors que la filamentation limite les dimensions des structures inscrites, nous avons montré qu'il est possible d'obtenir un contrôle de l'amplitude de Δn .

Nous avons ainsi, mis en évidence un effet d'accumulation des porteurs de charge, générés lors de la photo-ionisation dans le GeGaS. Il semble donc que le paramètre relevant pour augmenter l'amplitude de Δn soit le nombre de pulses par unité de volume et par unité de temps. De cette manière, la variation de la durée entre deux pulses, et celle de la vitesse de translation ont conduit à des amplitudes de Δn contrôlables entre 1 et $5 \cdot 10^{-3}$.

D'autre part, dans l'autre verre, l' As_2S_3 , les résultats sont tout à fait différents. Tout d'abord, les effets prédominants lors des inscriptions ne sont plus liés à la filamentation mais plutôt à une origine thermique.

Ce phénomène mène à une conception différente des guides d'onde. En effet, les structures inscrites possèdent une amplitude négative. Cela a donc imposé une nouvelle trajectoire dite en W pour les inscriptions. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'utilisation d'une trajectoire hélicoïdale.

Ainsi, avec celle-ci, nous avons photo-inscrit des variations d'indice positives. Par modification de l'énergie déposée ou du rayon de l'hélice, l'amplitude comme le rayon des structures inscrites sont ajustables sur un ordre de grandeur.

Le profil parfaitement circulaire ainsi que le contrôle des dimensions a donc pu mener à la conception de guides d'onde longs et homogènes sur une vingtaine de millimètres.

En résumé, dans les deux verres étudiés pendant cette thèse, nous avons pu démontrer quel phénomène était présent lors de la photo-inscription par laser femtoseconde. Nous avons de plus obtenu une possibilité d'ajustement de l'amplitude et/ou du rayon des variations d'indice avec les paramètres expérimentaux.

Dans le projet de poursuivre le travail effectué pendant ces trois années, d'autres expériences pourraient être menées.

En effet, nous avons vu que le choix d'une nouvelle trajectoire a porté ses fruits dans le verre d'As₂S₃. Nous pouvons donc imaginer qu'une trajectoire équivalente puisse être utilisée dans le verre de GeGaS. Celle-ci devra mener au contrôle du rayon que nous n'avons pas réussi à obtenir lors d'une translation longitudinale de l'échantillon.

Dans les deux verres, nous avons utilisé une trajectoire parallèle à l'axe optique. La profondeur d'inscription n'est donc pas limitée et la possibilité d'inscription en trois dimensions demeure présente. Ainsi, de la même manière que d'autres l'ont fait en transverse [4], nous pouvons poursuivre ces inscriptions de guides d'onde par la réalisation de coupleurs. Ceux-ci pourront être inscrits dans tout le volume disponible, à la différence de ce qui se fait en transverse. Ces coupleurs pourront donc être beaucoup plus écartés qu'une centaine de microns, contrairement à ce qui est possible dans d'autres configurations.

Enfin, ces travaux effectués dans des verres de chalcogénure pourraient être poursuivis par la conception de guide d'onde dans l'infra-rouge. En effet, nos verres sont transparents jusqu'à plus de 10 μm , et il semble tout à fait envisageable d'effectuer des travaux similaires à des longueurs d'onde nettement supérieures.

Bibliographie

- [1] K. DAVIS, K. MIURA, N. SUGIMOTO et K. HIRAO : Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics Letters*, 21(21):1729–1731, 1996.
- [2] D.G. LANCASTER, S. GROSS, H EBENDORFF-HEIDEPRIEM, A. FUERBACH, M.J. WITHFORD et T.M MONRO : 2.1 μm waveguide laser fabricated by femtosecond laser direct-writing in $\text{Ho}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$: ZBLAN glass. *Optics Letters*, 37(6):996–998, 2012.
- [3] S. NOLTE, J. BURGHOFF et A. TUENNERMANN : Femtosecond waveguide writing : a new avenue to three-dimensional integrated optics. *Applied Physics A*, 77(1):109–111, 2003.
- [4] A. RÓDENAS, G. MARTIN, B. AREZKI, N. PSAILA, G. JOSE, A. JHA, L. LABADIE, P. KERN, A. KAR et R. THOMSON : Three-dimensional mid-infrared photonic circuits in chalcogenide glass. *Optics Letters*, 37(3):392–394, 2012.
- [5] H. ZHANG, S.M. EATON et P.R. HERMAN : Low-loss type II waveguide writing in fused silica with single picosecond laser pulses. *Optics Express*, 14(11):4826–4834, 2006.
- [6] N. NGUYEN, A. SALIMINIA, S. CHIN et R. VALLÉE : Control of femtosecond laser written waveguides in silica glass. *Applied Physics B*, 85(1):145–148, 2006.
- [7] A.M. STRELTSOV et N.F. BORRELLI : Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses. *Optics Letters*, 26(1):42–43, 2001.
- [8] K. MISHCHIK, A. FERRER, A. Ruiz de la CRUZ, A. MERMILLOD-BONDIN, C. MAUCLAIR, Y. OUERDANE, A. BOUKENTER, J. SOLIS et R. STOIAN : Photoinscription domains for ultrafast laser writing of refractive index changes in BK7 borosilicate crown optical glass. *Optical Material Express*, 3(1):67–85, 2013.

- [9] S.M. EATON, M.L. NG, R. OSELLAME et P.R. HERMAN : High refractive index contract in fused silica waveguides by tightly focused, high-repetition rate femtosecond laser. *Journal of non-cristaline solids*, 357(11-13):2387–2391, 2011.
- [10] S.M. EATON, H. ZHANG, P.R. HERMAN, F. YOSHINO, L. SHAH, J. BOVATSEK et A.Y. ARAI : Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate. 13(12):4708–4716, 2005.
- [11] M. AMS, G.D. MARSHALL, D.J. SPENCE et Withford M.J. : Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses. *Optics Express*, 13(15):5676–5681, 2005.
- [12] D. PUERTO, J. SIEGEL, A. FERRER, J. HERNANDEZ-RUEDA et J. SOLIS : Correlation of the refractive index change at the surface and inside phosphate glass upon femtosecond laser irradiation. *JOSA B*, 29(10):2665–2668, 2012.
- [13] R. OSELLAME, N. CHIODO, G. DELLA VALLE, G. CERULLO, R. RAMPONI, P. LAPORTA, A. KILLI, U. MORGNER et O. SVELTO : Waveguide lasers in the c-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(2):277–285, 2006.
- [14] G. DELLA VALLE, S. TACCHEO, R. OSELLAME, A. FESTA, G. CERULLO et P. LAPORTA : 1.5 μm single longitudinal mode waveguide laser fabricated by femtosecond laser writing. *Optics Express*, 15(6):3190–3194, 2006.
- [15] K. MIURA, H. INOUYE, J.R. QIU, T. MITSUYU et K. HIRAO : Optical waveguides induced in inorganic glasses by a femtosecond laser. *Nuclear Instrument and Method in physics research*, 141(1-4):726–732, 1998.
- [16] L.G. CANCADO, L. NOVOTNY, W.H KNOX, D. JANI, J. LINHARDT, R.I. BLACKWELL et J.F. KÜNZLER : Micro-raman spectroscopy of refractive index microstructures in silicone based hydrogel polymers created by high-repetition-rate femtosecond laser micromachining. *JOSA B*, 26(4):595–602, 2009.
- [17] P. MASSELIN, D. LE COQ et E. BYCHKOV : Refractive index variations induced by femtosecond laser direct writing in the bulk of As_2S_3 glass at high repetition rate. *Optical Materials*, 33(6):872–876, 2011.

- [18] S. LEVY, V. LYUBIN, M. KLEBANOV, J. SCHEUER et A. ZADOK : Stimulated brillouin scattering amplification in centimeter-long directly written chalcogenide waveguides. *Optics Letters*, 37(24):5112–5114, 2012.
- [19] R. OSELLAME, G. CERULLO et R. RAMPONI : *Femtosecond Laser Micromachining : Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials*. Springer, 2012.
- [20] P. MASSELIN, D. LE COQ, L. CALVEZ, E. PETRACOVSKI, E. LÉPINE, E. BYCHKOV et X. ZHANG : CsCl effect on the optical properties of the 80GeS₂–20Ga₂S₃ base glass. *Applied Physics A*, 106(3):697–702, 2011.
- [21] Totally visible transparent chloro : sulphide glasses based on Ga₂S₃-GeS₂-CsCl, author=Ledemi, Y. and Calvez, L. and Roze, M. and Zhang, X.H. and Bureau, B. and Poulain, M. and Messaddeq, Y., journal=Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, volume=9, number=12, pages=3751–3755, year=2007, publisher=INOE 2000.
- [22] I. BLONSKYI, V. KADAN, O. SHPOTYUK, M. IOVU, P. KORENYUK et I. DMITRUK : Filament-induced self-written waveguides in glassy As₄Ge₃₀S₆₆. *Applied Physics B*, 104(4):951–956, 2011.
- [23] A. COUAIROU et A. MYSYROWICZ : Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Report*, 441:47–189, 2007.
- [24] J.H. MARBURGER : Self focusing : theory. *Progress Quantum Electronic*, 4:35–110, 1975.
- [25] A.L. GAETA : Catastrophic collapse of ultrashort pulses. *Physical Review Letters*, 84(16):3582–3585, 2000.
- [26] M.D. FEIT et J.A.Jr FLECK : Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown. *Applied Physics Letters*, 24(4):169–172, 1974.
- [27] A. BRAUN, G. KORN, X. LIU, D. DU, J. SQUIER et G. MOUROU : Self-channeling of high peak power femtosecond laser pulses in air. *Optics Letters*, 20(1):73–75, 1995.
- [28] E. YABLONOVITCH et N. BLOEMBERGEN : Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in transparent media. *Physical Review Letter*, 29(14):907–910, 1972.

- [29] L.S. CHIN : *Femtosecond Laser Pulse Filamentation*. Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics, 2010.
- [30] B. PRADE, M. FRANCO, A. MYSYROWICZ, A. COUAIRON, H. BUERSING, B. EBERLE, M. KRENZ, D. SEIFFER et O. VASSEUR : Spatial mode cleaning by femtoseconde filamentation in air. *Optics Communications*, 265(2):672–677, 2006.
- [31] M. KOLESIK et J.V. MOLONEY : Self-healing femtosecond light filaments. *Optics Letters*, 29(6):590–592, 2004.
- [32] A. DUBIETIS, E. GAIŽAUSKAS, G. TAMOŠAUSKAS et P. DI TRAPANI : Light filaments without self-channeling. *Physical Review Letters*, 92(25):253903, 2004.
- [33] Aurélien HOUARD : *Filamentation laser femtoseconde dans l'air et application au guidage de décharges électriques et à la génération de rayonnement térahertz*. Thèse de doctorat, École polytechnique, Paris, 2008.
- [34] A. MERMILLOD-BLONDIN, C. MAUCLAIR, J. BONSE, R. STOIAN, E. AUDOUARD, A. ROSENFELD et I.V. HERTEL : Time-resolved imaging of laser-induced refractive index changes in transparent media. *Review of Scientific Instruments*, 82(3):033703, 2011.
- [35] N.F. MOTT et E.A. DAVIS : *Electronic processes in non-crystalline materials*. Clarendon Press, 2^{de} édition, 1979.
- [36] G. PFISTER et H. SCHER : Time-dependent electrical transport in amorphous solids : As_2Se_3 . *Physical Review B*, 15(4):2062–2083, 1977.
- [37] D. GIBBONS et W. SPEAR : Electron hopping transport and trapping phenomena in orthorhombic sulphur crystals. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 27(11–12):1917–1925, 1966.
- [38] V.V. TEMNOV, K. SOKOLOWSKI-TINTEN, P. ZHOU, A. EL-KHAMHAWY et D. VON DER LINDE : Multiphoton ionization in dielectrics : comparison of circular and linear polarization. *Physical Review Letters*, 97(23):237403, 2006.
- [39] M. AMS, G.D. MARSHALL et M.J. WITHFORD : Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides. *Optics Express*, 14(26):13158–13163, 2006.

- [40] H. KOBAYASHI, H. KANBARA, M. KOGA et K. KUBODERA : Third-order nonlinear optical properties of As_2S_3 chalcogenide glass. *Journal of Applied Physics*, 74(6):3683–3687, 1993.
- [41] N. HÔ, B. BOURLIAGUET, J.M. LANIEL, R. VALLÉE et A. VILLENEUVE : Observation of filamentation in As_2S_3 . *Nonlinear Guided Waves and Their Applications OSA*, WC8-1:473–475, 2001.
- [42] O.M. EFIMOV, L.B. GLEBOV, K.A. RICHARDSON, E. VAN STRYLAND, T. CARDINAL, S.H. PARK, M. COUZI et J.L. BRUNEEL : Waveguide writing in chalcogenide glasses by a train of femtosecond laser pulses. *Optical Materials*, 17(3):379–386, 2001.
- [43] A. ZOUBIR, M. RICHARDSON, C. RIVERO, A. SCHULTE, C. LOPEZ, K. RICHARDSON, N. HÔ et R. VALLÉE : Direct femtosecond laser writing of waveguide in As_2S_3 thin films. *Optics Letters*, 29-7(7):748–750, 2004.
- [44] I.V. KABAKOVA, L.E. ZOU, G.A. BRAWLEY, C. FLOREA, I.D. AGGARWAL, J.S. SANGHERA, E.C. MÄGI, E. LI et B.J. EGGLETON : Dynamics of photoinduced refractive index changes in As_2S_3 fibers. *Applied optics*, 51(30):7333–7338, 2012.
- [45] S.M. EATON, H. ZHANG, M.L. NG, W.J. CHEN, S. HO et P.R. HERMAN : Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides. *Optics Express*, 16(13):9443–9458, 2008.
- [46] M SAKAKURA, M TERAZIMA, Y SHIMOTSUMA, K MIURA et K HIRAO : Heating and rapid cooling of bulk glass after photoexcitation by a focused femtosecond laser pulse. *Optics Express*, 15(25):16800–16807, 2007.
- [47] M.N. OZISIK : *Heat Conduction*. John Wiley 'Sons, 2nde édition, 1993.
- [48] M. SHEIK-BAHAE, A.A. SAID, T.H. WEI, D.J. HAGAN et E.W. VAN STRYLAND : Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *Journal of Quantum Electronics*, 26(4):760–769, 1990.
- [49] E.W. VAN STRYLAND et M. SHEIK-BAHAE : *Z-scan measurements of optical nonlinearities*. Marcel Dekker, 1998.

- [50] Thomas OLIVIER : *Contribution à la métrologie de l'indice de réfraction et de l'absorption non-linéaire dans le régime nano-seconde : amélioration de la méthode de z-scan et simulation numérique*. Thèse de doctorat, Université de droit, d'économie et des sciences d'Aix Marseille, Marseille, 2004.
- [51] J.A. HERMANN et R.G. MCDUFF : Analysis of spatial scanning with thick optically nonlinear media. *JOSA B*, 10(11):2056–2064, 1993.
- [52] J.A. HERMANN : Nonlinear optical absorption in thick media. *JOSA B*, 14(4): 814–823, 1997.
- [53] Rodney G. MCDUFF : *Nonlinear self-focusing and beam propagation using Gaussian Laguerre mode decomposition*. Thèse de doctorat, St Lucia, 1994.
- [54] N. HUOT, R. STOIAN, A. MERMILLOD-BLONDIN, C. MAUCLAIR et E. AUDOUARD : Analysis of the effects of spherical aberration on ultrafast laser-induced refractive index variation in glass. *Optics Express*, 15(19):12395–12408, 2007.
- [55] C. HNATOVSKY, R.S. TAYLOR, E. SIMOVA, V.R. BHARDWAJ, D.M. RAYNER et P.B. CORKUM : High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations. *Journal of Applied Physics*, 98(1):013517, 2005.
- [56] A. JESACHER, M.J. BOOTH et A. MEIXNER : Parallel direct laser writing in three dimensions with spatially dependant aberration correction. *Optics Express*, 18(20): 21090–21099, 2010.
- [57] Pierre-André BÉLANGER : Les fibres optiques, cours de l'Université de Laval, Canada.
- [58] R.G. HUNSPERGER : *Integrated Optics : Theory and Technology*. Springer, 6ème édition, 2009.
- [59] R. REGENER et W. SOHLER : Loss in low-finesse Ti : LiNbO₃ optical waveguide resonators. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, 36(3):143–147, 1985.
- [60] Y. OKAMURA, A. MIKI et S. YAMAMOTO : Observation of wave propagation in integrated optical circuits. *Applied Optics*, 25(19):3405–3408, 1986.

- [61] H.P. WEBER, F.A. DUNN et W.N. LEIBOLT : Loss measurements in thin-film optical waveguides. *Applied Optics*, 12(4):755–757, 1973.
- [62] T. NGUYEN, K. LENGLE, M. THUAL, P. ROCHARD, M. GAY, L. BRAMERIE, S. MALAGUTI, G. BELLANCA, S. DATLE et T. CHARTIER : Nondestructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures. *JOSA B*, 29(12):3393–3397, 2012.
- [63] A. ZAKERY, Y. RUAN, A.V. RODE et Luther-Davies B. SAMOC, M. : Low-loss waveguides in ultrafast laser-deposited As_2S_3 chalcogenide films. *JOSA B*, 20: 1844–1852, 2003.
- [64] S.J. MADDEN, D.Y. CHOI, D.A. BULLA, A.V. RODE, B. LUTHER-DAVIES, V.G. TA'EED, M.D. PELUSI et B.J. EGGLETON : Long, low loss etched As_2S_3 chalcogenide waveguides for all-optical signal regeneration. *Optics Express*, 15(22):14414–14421, 2007.
- [65] J.F. VIENS, C. MENEGHINI, A. VILLENEUVE, T.V. GALSTIAN, E.J. KNYSTAUTAS, M.A. DUGUAY, K.A. RICHARDSON et T. CARDINAL : Fabrication and characterization of integrated optical waveguides in sulfide chalcogenide glasses. *Journal of Lightwave Technology*, 17(7):1184–1191, 1999.
- [66] E. AMPEN-LASSEN, S.T. HUNTINGTON, N.M. DRAGOMIR, K.A. NUGENT et A. ROBERTS : Refractive index profiling of axially symmetric optical fibers : a new technique. *Optics Express*, 13(9):3277–3282, 2005.
- [67] E. AMPEN-LASSEN, F. SIDIROGLOU, J.L. PENG, S.T. HUNTINGTON et A. ROBERTS : Index mapping for fibers with symmetric and asymmetric refractive index profiles. *Optics Express*, 16(15):10912–10917, 2008.
- [68] D. PAGANIN et K. NUGENT : Noninterferometric phase imaging with partially coherent light. *Physical Review Letters*, 80(12):2586–2589, 1998.
- [69] E.D. BARONE-NUGENT, A. BARTY et K.A. NUGENT : Quantitative phase-amplitude microscopy I : optical microscopy. *Journal of Microscopy*, 206.
- [70] D. PAGANIN, A. BARTY, P.J. MCMAHON et K.A. NUGENT : Quantitative phase-amplitude microscopy III : the effects of noise. *Journal of Microscopy*, 214.

- [71] C.J. BELLAIR, C.L. CURL, B.E. ALLMAN, P.J. HARRIS, A. ROBERTS, L.M.D. DELBRIDGE et K.A. NUGENT : Quantitative phase-amplitude microscopy IV : imaginig thick specimens. *Journal of Microscopy*, 214.

Annexes

Annexe A

Acquisition de Dn

Les inscriptions réalisées lors de ce travail de thèse sont généralement réalisées à l'intérieur des échantillons massifs. Pour cette raison, nous avons utilisé une méthode dite "in-situ", mais non destructive pour mesurer les profils des variations d'indice photo-induites. La technique utilisée repose sur la microscopie quantitative de phase (QPM). Elle a été développée par Ampen-Lassen *et al.* dans [66] et [67].

A.1 Méthode de calcul

Le principe de cette technique est d'utiliser les informations contenues dans les variations de phase d'un champ optique lorsqu'il traverse un milieu transparent.

L'ensemble des calculs reposent sur l'équation de transport de l'intensité [68] :

$$\nabla_{\perp} \cdot [I(x, y, z) \nabla_{\perp} \phi(x, y, z)] = -k \frac{\partial I(x, y, z)}{\partial z} \quad (.A.1)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$, λ étant la longueur d'onde du microscope utilisé, $I(x, y, z)$ l'intensité de l'onde optique, $\partial_z I(x, y, z)$ le gradient de l'intensité dans la direction de propagation z et $\nabla_{\perp} \phi(x, y, z)$ le gradient transverse de la phase. Le système d'axe utilisé est présenté sur la figure A.1, l'axe z est transverse à la variation d'indice qui est étudiée.

En l'absence d'irrégularités de phase, l'équation de transport de l'intensité peut s'écrire en termes de transformées de Fourier :

$$\nabla_{\perp}(\phi(x, y, z)) = -\frac{ik}{I(x, y)} \left\{ \hat{x} \mathbf{F}^{-1} \left[\frac{k_x}{k_r^2} \mathbf{F} \left(\frac{\partial I(x, y)}{\partial z} \right) \right] + \hat{y} \mathbf{F}^{-1} \left[\frac{k_y}{k_r^2} \mathbf{F} \left(\frac{\partial I(x, y)}{\partial z} \right) \right] \right\} \quad (.A.2)$$

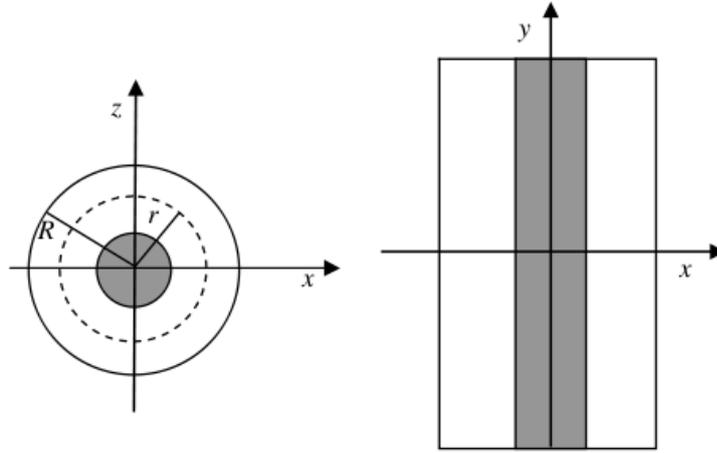


FIG. A.1: Système d'axes utilisé pour les mesures de variations d'indice

avec \mathbf{F} et \mathbf{F}^{-1} respectivement transformée de Fourier et transformée de Fourier inverse, k_x et k_y les variables associées respectivement à x et y et $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$. On obtient ainsi un nouvel algorithme utilisant les transformées de Fourier.

La distribution de l'intensité sur deux dimensions permet d'utiliser un développement de Taylor de la forme :

$$I(\vec{r} \pm \Delta z) = I(\vec{r}, 0) + \Delta z \frac{\partial I(\vec{r}, 0)}{\partial z} \pm \frac{1}{2} \Delta z^2 \frac{\partial^2 I(\vec{r}, 0)}{\partial z^2} + \Delta z^3 \frac{\partial^3 I(\vec{r}, 0)}{\partial z^3} + \dots \quad (.A.3)$$

Ainsi, l'approximation :

$$\frac{\partial I(\vec{r}, 0)}{\partial z} = \frac{1}{2\Delta z} [I(\vec{r}, +\Delta z) - I(\vec{r}, -\Delta z)] \quad (.A.4)$$

peut être inséré dans l'équation .A.2 [69].

Cette quantité peut être calculée depuis deux images défocalisées d'un pas Δz de la variation d'indice à mesurer.

On obtient donc, grâce à ces images et à l'algorithme basé sur les transformées du Fourier, une matrice correspondant à la "variation de phase". Celle-ci est appelée matrice de phase dans l'ensemble de ce manuscrit.

Cas d'une variation d'indice symétrique suivant un axe

Dans le cas où la variation d'indice est symétrique suivant un axe (y dans notre système d'axe), les variations de phase seront nulles suivant cette variable. Ainsi, on estime $\partial\phi(x, y)/\partial x$ et cette composante subit une transformée d'Abel. En coordonnées cylindriques, on a donc :

$$\Delta n(r, y) = -\frac{\lambda}{2\Pi^2} \int_r^R \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} (R^2 - x^2)^{-1/2} dx \quad (.A.5)$$

On obtient ainsi la matrice de variation d'indice pour le cas d'une symétrie axiale.

Cas d'une variation d'indice non-symétrique

Lorsque la variation d'indice étudiée n'est pas symétrique (au regard de ce qui est décrit dans la partie précédente), on parlera dans ce manuscrit d'acquisition transverse. En effet ces mesures seront généralement utilisées pour l'étude des profils dans le plan perpendiculaire à l'axe optique.

L'estimation de la variation de phase s'effectue de la même manière que dans le cas d'une variation symétrique. La différence repose sur l'épaisseur de l'échantillon analysé. En effet, cette épaisseur doit être de l'ordre d'une vingtaine de fois le pas utilisé pour l'acquisition des images défocalisées de manière à ce que les variations de phase ne soient induites que par les variations d'indice.

Ainsi, une fois la variation de phase obtenue, la matrice d'indice s'obtient directement par la relation :

$$\Delta n(x, y) = \frac{\lambda\Delta\phi(x, y)}{2\pi e} \quad (.A.6)$$

avec e l'épaisseur de l'échantillon analysé.

A.2 Technique d'acquisition

Le matériel utilisé

Concrètement, pour obtenir des profils de variation d'indice du type de celui présenté figure A.3, on utilise un microscope classique, un DM2500M de la société Leica® équipé d'objectif de grossissement variant entre X5 et X100. Ce microscope est équipé d'une caméra ORCA-R2 C10600 de la société Hamamatsu®.

L'échantillon est déplacé à travers le point focal du microscope par trois platines SMC100 de la société Newport®. Les faibles déplacements effectués selon l'axe z afin d'acquérir des images défocalisées sont effectués par une platine piezo-électrique.

Les acquisitions

Dans un premier temps, l'image 0 correspondant au centre de l'inscription, est définie. Ensuite, en fonction des dimensions de l'inscription à analyser, on choisira les premiers paramètres : le pas et le grossissement du microscope. Ces deux paramètres définiront les filtres à utiliser par la suite, pour prendre en compte les propriétés du microscope (l'ouverture numérique de l'objectif et celle du condensateur) et ceux liés au bruit persistant lors des acquisitions.

Dans un second temps, de manière automatique, on acquiert une série d'images centrées sur la position de cette image 0. La distance entre deux images correspond au pas (Δz) précédemment présenté. Par sécurité, au moins une quinzaine d'images sont récupérées afin de s'assurer par la suite de la bonne position du point 0.

Traitement des données

Après vérification de la position du point 0, la matrice de phase est calculée en prenant en compte le pas, le grossissement et les filtres.

Lorsque la reconstruction d'indice désirée est longitudinale (donc généralement symétrique) une inversion d'Abel est effectuée sur la matrice de phase. Lorsque l'acquisition est transverse, une multiplication de la matrice de phase est faite par le rapport $\lambda/2\pi e$.

Afin de comparer les morphologies des différentes inscriptions, les matrices longitudinales sont souvent projetées orthogonalement sur la direction transverse et on en retire ce qui est appelé le profil d'indice.

Les différentes images obtenues sont présentées dans la figure A.2. Elles représentent le centre d'une inscription effectuée dans un verre de GeGaS, à un taux de répétition de 100 kHz et à une puissance moyenne de 10 mW. La première à gauche représente la matrice de phase après calcul de la distribution d'intensité. La seconde représente la matrice d'indice, une transformation d'Abel de la matrice de phase. Enfin la troisième représente une projection orthogonale de la matrice d'indice.

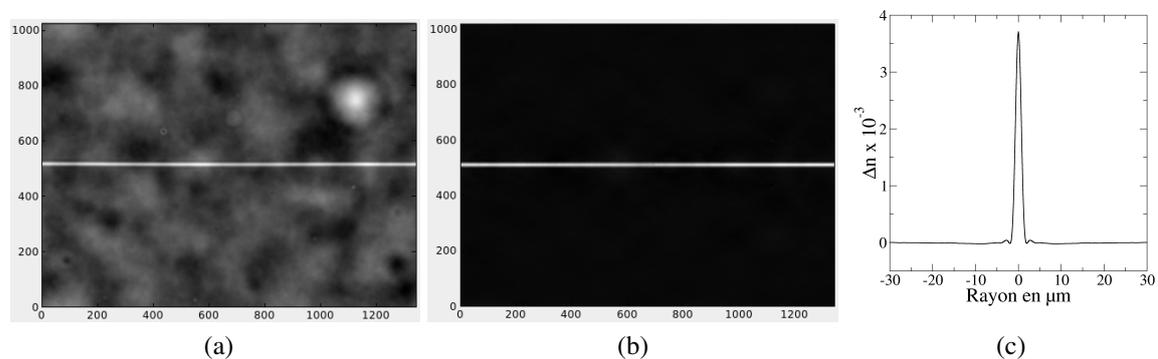


FIG. A.2: Images types obtenues lors de la reconstruction d'indice

A.3 **Avantage, précision et limitation de la méthode**

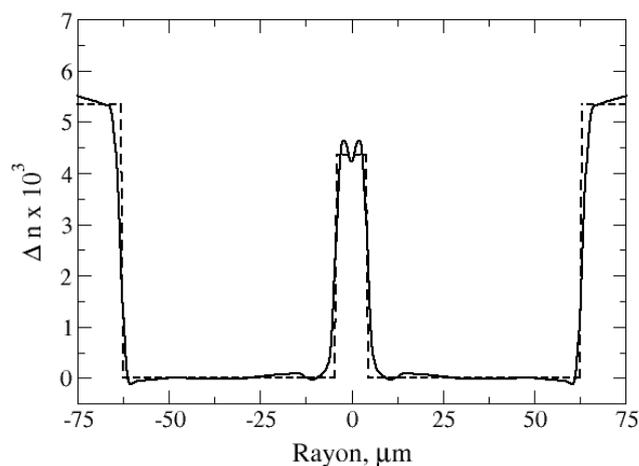


FIG. A.3: Comparaison des profils théorique du fournisseur d'une fibre SMF28 et mesuré par notre méthode

La figure A.3 présente le type de résultats obtenus dans le cas d'une symétrie axiale. En particulier, cette figure est composée d'une reconstruction d'indice par notre méthode (en trait continu), d'une fibre à saut d'indice, une SMF-28 de la société Corning® et des données du constructeurs (en pointillé). La courbe représente la projection orthogonale

de la matrice sur l'axe perpendiculaire à l'axe optique. On peut observer sur cette figure le bon accord entre les données du constructeur et celles mesurées par notre méthode.

L'un des avantages de cette méthode est sa possible application en configuration transverse et en configuration longitudinale. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 1.20 page 48, la première configuration permet d'obtenir des informations sur la forme du profil et donc de valider la faisabilité d'une mesure avec inversion d'Abel. La deuxième configuration donne plutôt des informations sur la morphologie des variations d'indice inscrites.

Un autre avantage de notre méthode sur celles existantes, est sa sensibilité au signe de la variation d'indice. Comme nous avons pu le voir page 57, une technique d'acquisition insensible à une variation négative peut faire omettre une partie importante des informations.

Dans le cadre de nos mesures, nous avons pu détecter des variations de l'ordre de 10^{-5} avec une précision radiale supérieure à $0,1 \mu\text{m}$. Ces précisions sont liées d'une part au grossissement de microscope utilisé et d'autre part à l'homogénéité de la matrice.

D'autres paramètres limitent les capacités de détection des variations d'indice photo-inscrites. Dans les références [69] et [70], les auteurs mettent en évidence l'action du pas et du rapport des ouvertures numérique de l'objectif et du condensateur. En effet, un compromis doit être trouvé afin d'obtenir la meilleure précision sans ajouter de bruit dans la distribution d'intensité. D'autre part, dans la référence [71], dans le cadre d'acquisition transverse, les auteurs présentent l'influence du rapport épaisseur/pas sur la limite de détection.