



Titre: Étude expérimentale des réseaux de Bragg à pas courts inclinés
Title: dans les fibres optiques

Auteur: Isabelle Vaillancourt
Author:

Date: 2001

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Vaillancourt, I. (2001). Étude expérimentale des réseaux de Bragg à pas courts inclinés dans les fibres optiques [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/6974/>
Citation:

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/6974/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Suzanne Lacroix, & Nicolas Godbout
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES RÉSEAUX DE BRAGG À
PAS COURTS INCLINÉS DANS LES FIBRES OPTIQUES

ISABELLE VAILLANCOURT
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE GÉNIE DES
MATÉRIAUX
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DU
DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
JUN 2001



**National Library
of Canada**

**Acquisitions and
Bibliographic Services**

**395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

**Bibliothèque nationale
du Canada**

**Acquisitions et
services bibliographiques**

**395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada**

Your file Votre référence

Our file Notre référence

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

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

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

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

0-612-65593-8

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES RÉSEAUX DE BRAGG À PAS COURTS
INCLINÉS DANS LES FIBRES OPTIQUES

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

M. BURES Jacques, D.Sc., président
Mme LACROIX Suzanne, D.Sc., membre et directrice de recherche
M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre et codirecteur de recherche
M. ALBERT Jacques, Ph.D., membre

Remerciements

Je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à ma directrice, Suzanne Lacroix, et à mon codirecteur, Nicolas Godbout, pour leur supervision, leur support et les conseils qu'ils m'ont prodigués durant mon projet.

Je remercie le fonds FCAR pour une bourse d'études et ITF Technologies Optiques de m'avoir permis de réaliser mes expériences dans leurs laboratoires. Un merci particulier à Alain Villeneuve dont les idées furent toujours judicieuses. Je tiens de plus à exprimer ma gratitude à mes confrères et consoeurs d'ITF: Érick Jarry, Marie-Claude Mathieu et Daniel Gagnon, dont l'aide fut inestimable et l'accueil des plus chaleureux.

Un grand merci à tous les membres du Laboratoire des Fibres Optiques de l'École Polytechnique, et en particulier à Xavier Daxhelet, François Busque, Johann Gest, François Barrette, Denis Perron et Marc Verhaegen. Votre aide et votre appui m'ont été des plus profitables.

Toute ma reconnaissance à Patrick Orsini pour ses nombreuses idées, son soutien et sa patience inébranlables.

Enfin, je voudrais remercier mes proches pour leurs encouragements depuis le début de mes études. C'est en partie à eux tous que je dois cet accomplissement.

Résumé

Les réseaux de Bragg à pas courts sont des composants tout-fibre agissant comme des filtres réjecteurs en longueur d'onde. Ils sont constitués d'une perturbation d'indice périodique dont la période est de l'ordre de la demi-longueur d'onde de la lumière. Lorsque la perturbation d'indice du réseau est uniforme dans le plan de section droite, le couplage du mode fondamental (LP_{01}) se fait vers les modes discrets ayant la même symétrie azimutale (LP_{0m}). Si un angle est introduit dans la perturbation d'indice, la symétrie de la perturbation avec le plan transverse de la fibre est brisée, et permet le couplage du mode fondamental dans tous les modes (LP_{lm}) de la fibre, soit dans des modes de gaine discrets, dans le continuum de radiation ou dans un autre mode de cœur pour une fibre bimodale. Cette propriété permet l'élaboration de composants sur la base de la conversion de modes.

L'objet de ce mémoire est l'étude expérimentale et l'approfondissement des connaissances reliées aux réseaux de Bragg inclinés dans les fibres Fibercore PS1500TM et Corning SMF28TM et l'étude de leur possible utilisation comme convertisseurs de modes vers le mode unique LP_{11} .

Les dynamiques d'écriture des réseaux droits dans les fibres Fibercore PS1500TM et Corning SMF28TM diffèrent, particulièrement au niveau des types de réseaux (I, II et IIA) présents dans ces fibres. Dans la PS1500TM non hydrogénée, la vitesse d'écriture des types I et IIA ne dépend que de la fluence sur la fibre. Nous en avons déduit que le processus d'absorption est à un photon. Dans la SMF28TM, seul un réseau de type I s'inscrit. Pour la PS1500TM et la SMF28TM, la photosensibilité à 193 nm est plus grande qu'à 248 nm. À l'énergie utilisée pour nos expériences, l'hydrogénation de la SMF28TM n'avait pas d'effet notable sur la dynamique de formation du réseau de type I. L'hydrogénation, dans la PS1500TM, augmente la photosensibilité à 193 nm et à 248 nm mais change la dynamique d'écriture, probablement liée à des mécanismes de

photosensibilité différents entre la fibre hydrogénée et non hydrogénée. De plus, dans la fibre hydrogénée, nous croyons que la forte absorption du côté du cœur face au rayon UV crée une asymétrie de la perturbation perpendiculairement à l'axe de la fibre. Cette asymétrie crée un effet d'angle se combinant à l'angle réel inscrit selon l'axe de la fibre.

Pour induire un angle dans la perturbation d'indice, nous avons utilisé la méthode peu usitée d'incliner le masque parallèlement à la fibre dans un plan vertical. Notre étude théorique de ces réseaux inclinés a permis de mettre en évidence le fait que l'angle nécessaire au calcul des coefficients de couplage est différent de celui utilisé pour calculer le décalage en longueur d'onde. De fait, dans notre géométrie, il existe un phénomène de réfraction dans la fibre, qui cause un angle réel inscrit supérieur à celui du goniomètre, ce qui influence directement les coefficients de couplage. Le décalage des longueurs d'onde de couplage vers les hautes longueurs d'onde dépend quant à lui de l'angle expérimental du masque de phase, puisque la réfraction n'influence pas le pas du réseau.

Un convertisseur de modes efficace doit convertir le mode fondamental de cœur LP_{01} vers le mode de cœur LP_{11} . Un convertisseur vers le mode unique LP_{11} à 1550 nm n'est donc pas réalisable dans la SMF28TM, puisqu'elle est unimodale. Dans la PS1500TM cependant, le mode LP_{11} étant un mode de cœur à 1460 nm et à 1550 nm, nous avons réalisé des convertisseurs de Types I et IIA, les deux types de réseaux présents dans cette fibre et dûs respectivement à des défauts électroniques et à une réorganisation structurelle. Nous concluons que le convertisseur de Type I obtenu dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm est le plus prometteur. Il atteint effectivement une transmission de -30 dB pour le pic associé au mode LP_{11} et a une réflexion quasi nulle pour LP_{01} . Ce convertisseur peut être utilisé efficacement en réflexion, mais en transmission les modes de gaine devraient être éliminés pour éviter l'atténuation des longueurs d'onde associées aux modes de gaine. Une fois les modes de gaine supprimés, l'association d'un convertisseur de modes avec un coupleur séparateur de modes permettrait la création de

nouveaux dispositifs pour le multiplexage en longueur d'onde, dont des « add/drop ». À l'opposé, il serait aussi possible de tirer avantage des modes de radiation dans l'élaboration d'aplanisseurs de gain pour les amplificateurs à erbium, en supprimant les modes LP_{01} et LP_{11} . Les réseaux à angle semblent ainsi un outil prometteur dans l'élaboration de composants optiques.

Abstract

Short-period-fibre-Bragg-gratings are all-fibre components acting as rejection band filters. The period of photoinduced index modulation is approximatively of the order of half the coupling wavelength. In the case of a uniform index modulation respecting the cylindrical symmetry of the fibre, the fundamental mode (LP_{01}) couples to modes with the same azimuthal symmetry (LP_{0m}). The introduction of an angle in the index modulation not respecting the cylindrical symmetry, will induce the coupling of the fundamental mode to any mode supported by the fibre (LP_{lm}), including radiation mode. This property will be used to produce mode converters.

The aim of this both experimental and theoretical project is primarily the increase of knowledge related to tilted fibre-Bragg-grating in Fibercore PS1500TM and Corning SMF28TM fibres. It leads to the conception of mode converters coupling light to the LP_{11} mode.

First, we study untilted Bragg gratings in the PS1500TM and SMF28TM fibres. We start this study with the understanding of the writing dynamics of gratings of different types : type I, II and IIA. In the PS1500TM, we find that the writing rate of the type I and IIA depends only on the total fluence cumulated on the fiber. This leads us to believe this is a one-photon process. In the SMF28TM, only type I can be written.

We compare the writing process for two UV wavelengths for both fibres : 193 nm and 248 nm. It is found that the photosensitivity is greater for the 193 nm irradiation. We also note that the hydrogenation of the SMF28TM did not affect the writing process for the formation of type I grating. On the other hand, hydrogenation of the PS1500TM increases the photosensitivity and changes the writing dynamics for both writing wavelengths. In fact, the hydrogenation probably changes the photosensitivity mechanisms that occur during the writing. Furthermore, in the hydrogenated fibre, we believe the great core absorption on the side of the UV beam, creates an asymmetric

index modulation, perpendicular to the fibre's axis. This asymmetry creates an angle effect combining itself to the real angle written along the fibre axis.

To induce an angle in the index modulation, we use a seldom employed method consisting of tilting the phase mask parallel to the fibre along a vertical plane. Our theoretical study of these tilted gratings shows that the angle required for the coupling coefficients computation is different from that of the wavelength offset computation. In our geometry, there exist a refraction phenomenon in the fibre. The latter causes a real angle written superior to the phase mask angle, directly influencing the coupling coefficients. However, the coupling wavelengths offset towards higher wavelengths depends on the experimental angle of the phase mask, since the refraction does not influence the grating's period.

An effective mode converter must convert the fundamental core mode LP_{01} to another core mode LP_{11} . The single mode conversion to LP_{11} in the SMF28TM at 1550 nm is impossible since it is a single-mode fibre. However, in PS1500TM, the LP_{11} mode is a core mode at both 1460 nm and 1550 nm. We therefore made converters of types I and IIA and conclude that the converter obtained in the hydrogenated PS1500TM at 248 nm is the most promising. It can, in fact, reach transmissions of -30dB for the peak associated with the LP_{11} mode and a quasi-null reflexion for LP_{01} . This converter can be used efficiently reflection-wise but, in transmission, the cladding modes should be eliminated to prevent the attenuation of the wavelengths associated with cladding modes. If we suppress the cladding modes, the association of a mode converter with a separating mode coupler permits the creation of new devices for the wavelengths multiplexing, for example an add/drop. On the other hand, we could also take advantage of radiation modes in the conception of gain flattening filters for erbium amplifiers. We only need to suppress LP_{01} and LP_{11} modes. Tilted gratings thus seem to be a promising tool in the elaboration of future optical components.

Table des matières

Remerciements.....	IV
Résumé.....	V
Abstract	VIII
Table des matières	X
Liste des tableaux	XII
Liste des figures	XIII
Introduction	1
Chapitre I	3
1.0 Introduction	3
1.1 Théorie de la fibre optique	4
1.2 Équations des modes couplés.....	5
1.3 Réflexion de Bragg pour les réseaux à angle	7
1.3.1 Réseau d'angle nul.....	9
1.3.2 Réseau à angle.....	10
1.4 Couplage dans les modes de gaine ou de radiation pour les réseaux à angle	11
1.5 Types de réseaux de Bragg	12
1.5.1 Type I	12
1.5.2 Type IIA.....	12
1.5.3 Type II.....	13
Chapitre II.....	14
2.0 Introduction.....	14
2.1 Procédure expérimentale.....	15
2.1.1 Description du montage.....	15
2.1.2 Fibres utilisées.....	18
2.2 Caractérisation du montage et du faisceau.....	20
2.2.1 Forme du faisceau en hauteur.....	25
2.2.2 Forme du faisceau en largeur.....	26

2.2.3 Densité d'énergie sur la fibre	27
2.3 Dynamique d'écriture des réseaux droits à 193 nm	31
2.3.1 Fibre <i>PSI500TM</i> non hydrogénée.....	31
2.3.2 Fibre <i>PSI500TM</i> hydrogénée.....	39
2.3.3 Fibre <i>SMF28TM</i> non hydrogénée	44
2.4 Dynamique d'écriture des réseaux droits à 248 nm	47
2.4.1 Fibre <i>PSI500TM</i> non hydrogénée.....	47
2.4.2 Fibre <i>PSI500TM</i> hydrogénée.....	51
2.4.3 Fibre <i>SMF28TM</i> hydrogénée	55
2.5 Conclusion	58
Chapitre III	60
3.0 Introduction	60
3.1 Identification des modes de gaine pour un réseau droit.....	61
3.2 Effet de l'angle sur le spectre d'un réseau	64
3.3 Isolation en fonction de l'angle.....	73
3.3.1 <i>SMF28TM</i> hydrogénée à 248nm	73
3.3.2 <i>PSI500TM</i> Hydrogénée à 248nm.....	80
3.3.3 Fibre <i>PSI500TM</i> Non hydrogénée à 193 nm	85
3.4 Longueur d'onde en fonction de l'angle	89
3.5 Convertisseurs de modes.....	95
3.6 Modes de radiation.....	104
3.7 Conclusion	106
Conclusion	107
Références	111
Annexes.....	114

Liste des tableaux

Tableau 2.1 : Paramètres des fibres utilisées.....	18
Tableau 2.1 : Pourcentage de l'énergie de l'impulsion du laser se rendant à la fibre pour chaque hauteur de fente.....	29
Tableau 2.2 : Fluences nécessaires à l'obtention de quelques transmission typiques pour la PS1500 TM hydrogénée et non hydrogénée à 193 nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 193 nm.....	41
Tableau 2.3 : Fluences nécessaires à l'obtention de quelques transmission typiques pour la PS1500 TM hydrogénée et non hydrogénée à 248 nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm.....	53
Tableau 3.1 : Angle de simulation requis pour simuler correctement les spectres, par rapport à l'angle expérimental du goniomètre.....	66

Liste des figures

Figure 1.1 : Comportement des modes dans un réseau à angle.....	8
Figure 2.1 : Schéma du montage de fabrication des réseaux de Bragg.....	15
Figure 2.2 : Déplacements possibles des lentilles	17
Figure 2.3 : Porte masque et porte fibre	18
Figure 2.4 : Montage de caractérisation du « waist ».....	21
Figure 2.5 : Courbes expérimentales obtenues à différentes distances de la lentille (0, 2, 4 et 6 mm à partir du début du moteur), pour une fente de sortie de 4 mm de hauteur.	22
Figure 2.6 : Valeur des « waists » en fonction de la position en x de la lame de rasoir. Un polynôme d'ordre 2 nous permet de repérer le point d'étranglement maximal.	23
Figure 2.7 : Fit de forme « fonction erreur » appliqué aux données expérimentales de la position 2 mm.	24
Figure 2.8 : Forme du faisceau sur la fibre pour une fente de sortie de 4 mm.	24
Figure 2.9 : Dimension du « waist » en fonction de l'ouverture de la fente de sortie du laser.....	25
Figure 2.10 : Caractérisation du faisceau en largeur	27
Figure 2.11 : Aire effective permettant d'obtenir la densité d'énergie sur la fibre, pour une longueur de réseau de 1 mm.	30
Figure 2.12 : Évolution du spectre d'un réseau dans la PS1500 TM non hydrogénée à 193 nm Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm.....	32
Figure 2.13 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction de la fluence pour la PS1500 TM non hydrogénée à 193 nm. Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm	33

- Figure 2.14 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence totale pour la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm. Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm ...36
- Figure 2.15 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour deux réseaux inscrits à 20 et 100 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm. Énergie : 9 mJ, Fréquences : 20 Hz et 100 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm. 37
- Figure 2.16 : Transmission en fonction de la fluence totale pour trois réseaux inscrits avec une énergie de 3, 6 et 9 mJ par impulsion, dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm. Énergies : 3, 6, et 9 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm38
- Figure 2.17 : Évolution du spectre d'un réseau dans la PS1500TM hydrogénée à 193 nm Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm40
- Figure 2.18 : Comparaison entre deux réseaux de type I, inscrits dans la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée à 193 nm Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm. Longueur d'onde : 193 nm.....41
- Figure 2.19 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm.42
- Figure 2.20: Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la PS1500TM hydrogénée à 193 nm. Énergies : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm.43
- Figure 2.21 : Évolution du spectre d'un réseau dans la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm.44
- Figure 2.22 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction du temps dans la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm.....45

- Figure 2.23 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence, pour la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm
Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm
Équation de la courbe de tendance de la modulation d'indice : $6,7 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,72}$
Équation de la courbe de tendance de l'indice moyen : $4,1 \times 10^{-6} \times \text{Fluence}^{0,53}$ 46
- Figure 2.24 : Comparaison de la transmission en fonction du temps pour deux réseaux inscrits dans la PS1500TM non hydrogénée
Énergie : 8mJ, Fente de sortie : 4 mm, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueurs d'onde : 193 nm et 248 nm47
- Figure 2.25 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour quatre réseaux inscrits à 50, 100 et 150 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 248 nm.
Énergie : 9 mJ, Fréquences : 50, 100 et 150 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm49
- Figure 2.26 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour quatre réseaux inscrits à 50, 100 et 150 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 248 nm.
Énergie : 12 mJ, Fréquences : 50, 100 et 150 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6.....50
- Figure 2.27 : Évolution du spectre d'un réseau inscrit dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 10.5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Fente : 4 mm51
- Figure 2.28 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence, dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 10.5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Fente : 4 mm52
- Figure 2.29 : Comparaison de la transmission en fonction de la fluence totale pour deux réseaux inscrits dans la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm53

- Figure 2.30 : Comparaison de l'transmission en fonction du temps pour deux réseaux inscrits dans la PS1500TM hydrogénée Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueurs d'onde : 193 nm et 248 nm55
- Figure 2.31 : Évolution du spectre d'un réseau écrit dans la SMF28TM hydrogénée à 248 nm Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm55
- Figure 2.32 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction de le fluence totale dans la SMF28TM hydrogénée à 248 nm Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm56
- Figure 2.33 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la SMF28TM hydrogénée à 248 nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm Équation de la courbe de tendance de la modulation d'indice : $9 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,77}$ Équation de la courbe de tendance de l'indice moyen : $4,7 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,85}$ 57
- Figure 3.1 : Identification des modes de gaine pour un réseau droit dans la SMF28TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,00485 et une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00105. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm ..62
- Figure 3.2 : Identification des modes de gaine pour un réseau droit écrit dans la PS1500TM non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0057 et une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00078. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm63
- Figure 3.3 : Évolution du spectre d'un réseau en fonction de l'angle du goniomètre, dans la SMF28TM hydrogénée à 248nm. Ces réseaux ont une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00105, pour une fibre dont le saut d'indice est de 0,0051. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm65

Figure 3.4 : Rayon arrivant dans la fibre.....	66
Figure 3.5 : Influence de la réfraction sur l'angle réel du réseau dans la fibre	68
Figure 3.6 : Relation entre l'angle du goniomètre et l'angle réel du réseau inscrit dans la fibre. Validation de la loi (3.8) à 248nm par des simulations.....	69
Figure 3.7 : Relation entre l'angle du goniomètre et l'angle réel du réseau inscrit dans la fibre. Validation de la loi (3.8) à 193nm par des simulations.....	70
Figure 3.8 : Spectre d'un réseau à 5,1 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la SMF28 TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm ..	74
Figure 3.9 : Identification des modes de gaine pour le réseau d'angle 5,1 degrés inscrit dans la SMF28 TM hydrogénée à 248 nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm	75
Figure 3.10 : Identification des modes de gaine LP _{1n} pour un réseau d'angle 5,1 degrés photo inscrit dans la SMF28 TM hydrogénée à 248 nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm	76
Figure 3.11 : Coefficients de couplage du mode LP ₀₁ vers lui-même et les quatre premiers modes LP _{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à 1550 nm, avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la SMF28 TM hydrogénée.....	78
Figure 3.12 : Comparaison des transmissions théorique et expérimentale à résonance pour le pic de couplage de LP ₀₁ vers lui-même.....	80
Figure 3.13 : Coefficients de couplage du mode LP ₀₁ vers lui-même et les quatre premiers modes LP _{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à	

- 1550 nm, avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la PS1500TM hydrogénée à 248 nm.81
- Figure 3.14 : Spectre d'un réseau à 5 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la PS1500TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001. Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm82
- Figure 3.15 : Identification des modes de gaine pour un réseau d'angle 5 degrés inscrit dans la PS1500TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001. Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm83
- Figure 3.16 : Identification des modes de gaine LP_{1n} pour un réseau d'angle 5 degrés photo inscrit dans la PS1500TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001. Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm84
- Figure 3.17 : Coefficients de couplage du mode LP₀₁ vers lui-même et les quatre premiers modes LP_{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à 1460 nm, avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm85
- Figure 3.18 : Spectre d'un réseau à 4 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la PS1500TM non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,0007. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm86
- Figure 3.19 : Identification des modes de gaine pour un réseau d'angle 4 degrés inscrit dans la PS1500TM non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale

de 0,0007. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	87
Figure 3.20 : Identification des modes de gaine LP_{1n} pour un réseau d'angle 4 degrés photo inscrit dans la PS1500 TM non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,0007. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	88
Figure 3.21 : Influence de la réfraction sur le pas du réseau dans la fibre	90
Figure 3.22 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la SMF28 TM hydrogénée à 248nm.....	91
Figure 3.23 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la PS1500 TM non hydrogénée à 193nm.	92
Figure 3.24 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la PS1500 TM hydrogénée à 248 nm.	92
Figure 3.25 : Démonstration de la loi (3.13) reliant le changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} au changement d'angle du réseau, pour la SMF28 TM hydrogénée à 248nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm, pour une fluence totale de 2456 J/cm ²	93
Figure 3.26 : Démonstration de la loi (3.13) reliant le changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} au changement d'angle du réseau, pour la PS1500 TM non hydrogénée à 193nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	94
Figure 3.27 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500 TM non hydrogénée à 193nm. Écriture du réseau de Type I et	

remontée. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	96
Figure 3.28 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Écriture du réseau de Type IIA. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	97
Figure 3.29 : Spectre d'un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 193nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	98
Figure 3.30 : Spectre d'un réseau inscrit à 5,05 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 193nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	99
Figure 3.31 : Spectres de réflexion et de transmission d'un réseau d'angle 5,25 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 248nm. Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm	100
Figure 3.32 : Spectre d'un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ non hydrogénée à 248nm. Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm	101
Figure 3.33 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la Coractive INT non hydrogénée à 193nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm	102
Figure 3.34 : Association d'un convertisseur de modes avec un coupleur séparateur de modes.....	103
Figure 3.35 : Spectre d'un réseau d'angle de 7,2 degrés dégainé, puis trempé dans le glycérol	104
Figure A.1 : Diffraction de la fibre permettant d'aligner la lentille	116
Figure B.1 : Faisceau à la sortie de la lentille.....	120
Figure B.2 : Interface du logiciel d'acquisition.....	122
Figure B.3 : Courbes expérimentales typiques.....	123
Figure B.4 : Propriétés d'une gaussienne	124

Figure B.5 : Largeurs de waist obtenues à différentes distances de la lentille	124
--	-----

Introduction

Les réseaux de Bragg intégrés dans les fibres optiques sont des composants d'applications multiples : filtre en longueur d'onde, capteurs, stabilisateurs de pompe et aplanisseurs de gain d'amplificateurs à erbium.

Les réseaux d'indice couplent la lumière d'un mode vers un autre. Il existe deux types de réseaux : les réseaux à longs pas dont le couplage s'effectue de façon codirectionnelle et les réseaux à pas courts, souvent appelés « réseaux de Bragg », pour lesquels le couplage se fait vers les modes contradirectionnels. Ces derniers sont constitués d'une perturbation d'indice périodique dont la période est de l'ordre de la demi-longueur d'onde de la lumière. Lorsque la perturbation d'indice du réseau est uniforme dans le plan de section droite, le couplage du mode fondamental (LP_{01}) se fait vers les modes discrets ayant la même symétrie azimutale (LP_{0m}). En raison de leurs nombreuses applications, les réseaux droits ont donné lieu à maintes études réunies dans les livres de Kashyap [1], d'Othonos et Kalli [2] et plusieurs autres articles.

Si un angle est maintenant introduit dans la perturbation d'indice, la symétrie de la perturbation avec le plan transverse de la fibre est brisée, et permet le couplage du mode fondamental dans tous les modes (LP_{lm}) de la fibre. Cette propriété permet l'élaboration de composants dont le fonctionnement est basé sur la conversion de modes. Les réseaux à longs pas ont été utilisés comme convertisseurs de modes copropagatifs [3, 4] et ont été étudiés en profondeur au Laboratoire des Fibres Optiques de l'École Polytechnique de Montréal [5, 6]. Les réseaux à pas courts à angle dans lesquels on obtient une telle conversion de modes ont été étudiés entre autres par [7-9], .

L'objet de ce mémoire est la réalisation expérimentale et l'approfondissement des connaissances reliées aux réseaux de Bragg à angle dans plusieurs fibres et l'étude de leur utilisation potentielle comme convertisseurs de modes vers le mode unique LP_{11} .

Nous présentons, dans le premier chapitre de ce mémoire, le contexte théorique des réseaux de Bragg, avec et sans angle. À partir des équations des modes couplés, nous étudions le couplage réfléchif du mode fondamental dans des modes discrets de cœur ou de gaine, puis dans les modes de radiation.

Au Chapitre II, nous élaborons la méthode de réalisation expérimentale de réseaux droits, dans une fibre standard de télécommunications (Corning SMF28), dans une fibre photosensible (Fibercore PS1500TM), ainsi que dans des échantillons hydrogénés de ces fibres. Le montage une fois caractérisé, nous étudions la dynamique d'écriture des réseaux dans nos fibres, en fonction de l'énergie du faisceau, sa fréquence et sa longueur d'onde. Nous mettons ainsi en évidence la présence de réseaux de type I et IIA pour les fibres utilisées. Nous sommes ainsi en possession de tous les éléments permettant de comprendre le processus d'écriture et d'analyser les réseaux à angle.

Le Chapitre III concerne la fabrication de réseaux à angle et l'identification des modes constituant leurs spectres. Ceci nous permet de comparer les réseaux fabriqués dans la SMF28TM unimodale et la PS1500TM bimodale à 1550nm. Nous discutons ensuite de l'effet de l'angle sur l'isolation des modes et mettons en évidence un phénomène de réfraction du faisceau d'écriture ayant une influence sur l'angle réel du réseau dans la fibre. Par la suite, nous traitons de l'évolution de la longueur d'onde de couplage en fonction de l'angle. Enfin, nous comparons les différents convertisseurs de modes obtenus et discutons de deux applications potentielles.

Chapitre I

Contexte théorique des réseaux à angle

1.0 Introduction

Cette première section est consacrée à l'établissement du contexte théorique des réseaux de Bragg à pas courts, avec et sans angle. La théorie des réseaux droits étant discutée dans de nombreuses publications, il est possible de se référer aux ouvrages de Kashyap [1] et d'Othonos et Kalli [2], ainsi qu'aux articles d'Erdogan [10, 11]. Dans le cas des réseaux à angle, l'article d'Erdogan et Sipe [8] fait figure de référence, et c'est pourquoi nous suivrons dans ce chapitre les principales étapes mathématiques de cette publication. Le raisonnement premier sur la théorie des modes couplés est, quant à lui, tirée du cours sur l'optique guidée de Bures [12].

Tout d'abord, nous faisons dans ce chapitre quelques rappels sur la fibre optique qui seront utiles dans le cadre de ce mémoire. Nous obtenons ensuite les équations des modes couplés, point de départ à l'élaboration subséquente des équations régissant les réseaux de Bragg avec et sans angle. Suivant le raisonnement d'Erdogan et Sipe [8], nous diviserons par la suite la théorie des réseaux à angle en deux parties : le couplage contradirectionnel du mode fondamental dans des modes discrets, puis le couplage dans les modes de radiation. Nous les combinons ensuite afin d'obtenir une théorie complète sur le sujet. Enfin, nous décrivons les différents types de réseaux que nous avons obtenus lors de nos expériences.

1.1 Théorie de la fibre optique

Rappelons tout d'abord quelques concepts concernant la fibre optique et l'énergie qui s'y propage.

Les équations de Maxwell nous permettent de déduire la théorie des modes guidés, dont les solutions exactes sont les modes vectoriels HE, EH, TE et TM supportés par la fibre. Lorsque le guidage est faible, c'est-à-dire lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine est petite, les champs exacts s'approximent par des modes linéairement polarisés LP_{lm} , dont les champs électrique et magnétique sont transverses. Tout mode LP_{lm} est caractérisé par une constante de propagation qui dépend de la longueur d'onde et de l'indice effectif du mode selon l'équation

$$\beta_{lm} = \frac{2\pi}{\Lambda} n_{eff,lm}. \quad (1.1)$$

Trois types de modes peuvent être considérés. Un mode de cœur aura un indice effectif $n_g < n_{eff} < n_c$ où n_g est l'indice de la gaine et n_c est l'indice du cœur. Dans un modèle de fibre à trois couches, on retrouve les modes de gaine, dont l'indice effectif est $n_{ext} < n_{eff} < n_g$, où n_{ext} est l'indice à l'extérieur de la fibre. Toutefois, si l'on recouvre cette fibre d'une couche protectrice dont l'indice est à peu près égal à l'indice de la gaine, on retrouve la situation d'une gaine infinie (modèle à deux couches). Dans ce dernier cas, nous voyons apparaître un continuum de modes de radiation.

1.2 Équations des modes couplés

Dans un guide d'onde idéal invariant en translation, les modes sont orthogonaux et un échange de puissance entre eux est impossible. Toutefois, en présence d'une perturbation de l'indice de réfraction, des phénomènes de couplage interviennent entre les modes progressifs et régressifs du guide. Ces échanges de puissance sont caractérisés par une variation selon z de l'amplitude des modes en question.

Décomposons les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} du guide perturbé par une modulation d'indice $n^2(x, y, z)$ sur la base des modes progressifs et régressifs du guide non perturbé, d'indice $\bar{n}^2(x, y)$. Ainsi, nous pouvons écrire l'expression du champ électrique transverse d'un mode du guide perturbé comme

$$E^T(x, y, z) = \sum_{\alpha} \left[A_{\alpha}^+(z) \exp(i\beta_{\alpha} z) + A_{\alpha}^-(z) \exp(-i\beta_{\alpha} z) \right] \cdot e_{\alpha}^T(x, y) \exp(-i\omega t) \quad (1.2)$$

où

- A_{α}^+ : amplitude du mode progressif α
- A_{α}^- : amplitude du mode régressif α
- β_{α} : constante de propagation du mode α
- e_{α}^T : champ électrique transverse du mode α

En reportant dans le théorème de réciprocité l'expression (1.2) du champ électrique et une équation semblable pour le champ magnétique, nous obtenons les équations de couplage suivantes

$$\frac{dA_{\alpha}^+}{dz} = i \sum_{\alpha'} A_{\alpha'}^+ C_{\alpha\alpha'}'' \exp[i(\beta_{\alpha'} - \beta_{\alpha})z] + i \sum_{\alpha'} A_{\alpha'}^- C_{\alpha\alpha'}'' \exp[-i(\beta_{\alpha'} + \beta_{\alpha})z] \quad (1.3)$$

$$\frac{dA_{\alpha}^-}{dz} = -i \sum_{\alpha'} A_{\alpha'}^+ C_{\alpha\alpha'}'' \exp[i(\beta_{\alpha'} + \beta_{\alpha})z] - i \sum_{\alpha'} A_{\alpha'}^- C_{\alpha\alpha'}'' \exp[-i(\beta_{\alpha'} - \beta_{\alpha})z] \quad (1.4)$$

où

$$C_{\alpha,\alpha'}'' = \frac{\omega}{4} \iint \Delta \varepsilon(x, y, z) \bar{e}_{\alpha}^{*i}(x, y) \cdot \bar{e}_{\alpha'}^j(x, y) dx dy \quad (1.5)$$

constitue le coefficient de couplage transverse du mode α sur le mode α' et ne s'évalue qu'aux endroits où $\bar{n}^2 - n^2 \neq 0$, c'est-à-dire aux endroits perturbés. Les indices i et j du coefficient de couplage sont en fait les indices des champs électriques des modes (voir équation (1.5)). Ils peuvent chacun représenter les signes «+» ou «-», selon que le mode est respectivement progressif ou régressif.

1.3 Réflexion de Bragg pour les réseaux à angle

Un réseau de Bragg à pas courts constitue une perturbation d'indice de forme sinusoïdale et uniforme selon z , dont la période, d'environ $0,5 \mu\text{m}$, est de l'ordre de la demi-longueur d'onde de la lumière. Lorsque le mode fondamental de cœur LP_{01} rencontre la perturbation d'un réseau droit ($\theta = 0$), il se couple de façon contradirectionnelle avec lui-même, ainsi qu'avec d'autres modes discrets dont la symétrie circulaire respecte obligatoirement celle de la fibre (nombre azimutal 0). Ceci ne se produit, bien entendu, que si la condition d'accord de phase est respectée

$$\lambda_{\text{Bragg}} = (n_{\text{eff},01} - n_{\text{eff},lm})\Lambda \quad (1.6)$$

où Λ est le pas du réseau. Ainsi, dans le cas de la réflexion du mode LP_{01} sur lui-même, nous obtenons

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad (1.7)$$

Un changement positif d'indice dans le cœur entraînera donc une augmentation de l'indice effectif d'un mode, et par le fait même fera déplacer la longueur d'onde de couplage de Bragg vers les grandes longueurs d'onde.

Nous dérivons maintenant, à partir des équations couplées (1.3) et (1.4), les équations régissant le comportement des modes dans un réseau avec et sans angle. Un complément d'informations sur le sujet peut être trouvé dans l'article de Lee et d'Erdogan [7]. On trouve à la Figure 1.1 un schéma représentant les différentes quantités utilisées.

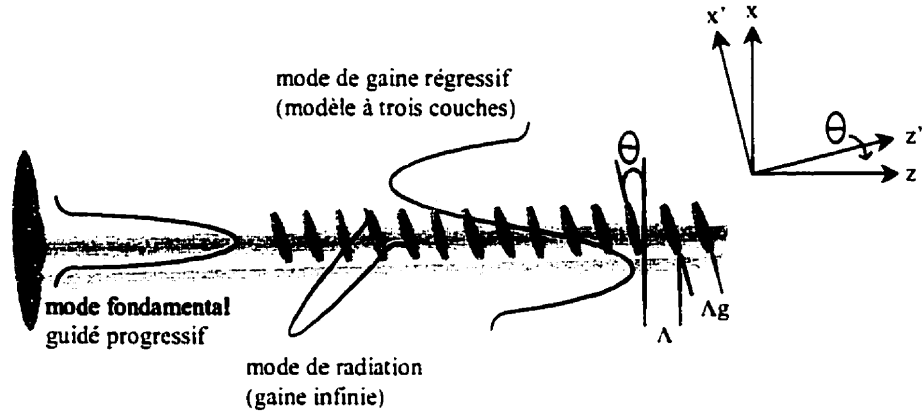


Figure 1.1 : Comportement des modes dans un réseau à angle

Il est possible de définir la perturbation d'indice engendrée par un réseau de Bragg droit ($\theta = 0$) dans le cœur d'une fibre par

$$\partial n_{co}(x, z) = \overline{\partial n_{co}}(z) \left\{ 1 + s \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z) \right] \right\} \quad (1.8)$$

où s est la visibilité des franges du réseau associée au changement d'indice, et vaut habituellement 1 pour un réseau sinusoïdal. L'insertion d'un angle dans le réseau nécessite le changement de variable $z' = x \sin \theta + z \cos \theta$, d'où

$$\partial n_{co}(x, z) = \overline{\partial n_{co}}(z') \left\{ 1 + s \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda_g} z' + \Phi(z') \right] \right\} \quad (1.9)$$

où $\Lambda = \Lambda_g / \cos \theta$. Comme $\overline{\partial n_{co}}(z')$ et $\Phi(z')$ varient lentement avec z' , on fera dans leur cas uniquement l'approximation suivante : $z' \cong z \cos \theta$. Pour le reste des termes, nous conserverons z' dans sa définition complète. Considérant tout cela, le coefficient de couplage (1.5) devient

$$C_{\alpha, \alpha'}^{\eta} = \sigma(z) + 2\kappa(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z \cos \theta) \right] \quad (1.10)$$

où

$$\sigma(z) = \frac{\omega n_{co}}{2} \overline{\partial n_{co}}(z \cos \theta) \int_{A_{coeur}} e_a^{*i}(x, y) \bullet e_a^j(x, y) dA$$

$$\kappa(z, \theta) = \frac{s}{2} \frac{\omega n_{co}}{2} \overline{\partial n_{co}}(z \cos \theta) \int_{A_{coeur}} \exp(\pm i \frac{2\pi}{\Lambda} x \tan \theta) e_a^{*i}(x, y) \bullet e_a^j(x, y) dA$$

Il suffit, pour obtenir les équations de couplage, de remplacer le coefficient (1.10) dans les équations de couplage (1.3) et (1.4).

1.3.1 Réseau d'angle nul

Dans le cas d'un réseau d'angle nul, en ne conservant dans les équations de couplage que les termes proches de l'accord de phase, nous demeurons avec les termes suivants

$$\beta^{-1} \frac{dA_{01}^+}{dz} = i\sigma(z) A_{01}^+(z) + i\kappa(z) \exp[i\Phi(z)] \exp[2i(\beta_{mn} - \beta_{01})z] A_{01}^-(z)$$

$$\beta^{-1} \frac{dA_{01}^-}{dz} = -i\sigma(z) A_{01}^-(z) - i\kappa(z) \exp[-i\Phi(z)] \exp[-2i(\beta_{mn} - \beta_{01})z] A_{01}^+(z)$$
(1.11)

où β_{mn} est la constante de propagation des modes réfléchis et où nous avons supposé que le mode entrant dans le réseau est LP_{01} . Le premier terme à droite de l'égalité représente la perturbation du mode progressif par le changement de son indice effectif lors du passage dans le réseau. Toutefois, comme notre perturbation et notre changement d'indice moyen $\overline{\partial n_{co}}$ sont faibles, le changement d'indice effectif est négligeable lors de nos expériences. Le deuxième terme représente la réflexion de LP_{01} vers un mode de même symétrie azimutale.

1.3.2 Réseau à angle

Dans le cas d'un réseau d'angle non nul, on constate aisément que le terme croisé $\kappa(z, \theta)$ de l'équation (1.10) devient fortement dépendant de l'angle du réseau. La symétrie de la perturbation avec le plan transverse de la fibre étant maintenant brisée, l'angle permet le couplage du mode fondamental dans les modes de nombres azimutaux pairs et impairs (0, 1, 2, etc.). Par exemple, le mode LP_{01} peut se coupler en réflexion dans le mode LP_{11} , lequel est un mode de cœur dans une fibre bimodale ou un mode de gaine dans une fibre unimodale. Plus l'angle du réseau est augmenté, plus le couplage dans tous les modes l'est aussi.

Les équations régissant le couplage du mode LP_{01} vers les modes de gaine contradirectionnels LP_{lm} s'expriment comme

$$\begin{aligned} \beta^{-1} \frac{dA_{01}^+}{dz} &= i\sigma(z)A_{01}^+(z) + i \sum_{l,m} \kappa(z) \exp[i\Phi(z)] \exp\left[-i(\beta_{mn} + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda})z\right] A_{lm}^-(z) \\ \sum_{l,m} \left\{ \beta^{-1} \frac{dA_{lm}^-}{dz} &= -i\kappa(z) \exp[-i\Phi(z)] \exp\left[i(\beta_{mn} + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda})z\right] A_{01}^+(z) \right\} \end{aligned} \quad (1.12)$$

1.4 Couplage dans les modes de gaine ou de radiation pour les réseaux à angle

Nous étudions dans cette section les équations combinant la réflexion de Bragg vue précédemment et le couplage dans les modes de radiation. En effet, dans le cas d'un réseau regainé ou baignant dans un liquide d'indice adapté (modèle à deux couches), l'état final, si l'état initial est toujours le mode LP_{01} progressif, est plutôt un continuum de modes de radiation combiné à certains modes discrets (par exemple LP_{11}).

Les équations de couplage du mode LP_{01} vers les modes de radiation $LP_{lm,rad}$ s'écrivent comme suit

$$\begin{aligned}\beta^{-1} \frac{dA_{01}^+}{dz} &= i\sigma(z)A_{01}^+(z) + i \sum_l \int \kappa(z) \exp[i\Phi(z)] \exp\left[-i(\beta_{lm,rad} + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda})z\right] A_{lm}^-(z) dm \\ \beta^{-1} \frac{dA_{lm}^-}{dz} &= -i\kappa(z) \exp[-i\Phi(z)] \exp\left[i(\beta_{lm,rad} + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda})z\right] A_{01}^+(z)\end{aligned}\tag{1.13}$$

où $\beta_{lm,rad}$ représente la constante de propagation d'un mode de radiation. En tenant compte de ce terme dans les équations couplées (1.11), nous obtenons l'ensemble des termes nous permettant de décrire et de simuler les phénomènes que nous observerons lors de nos expériences, présentées aux Chapitres II et III.

1.5 Types de réseaux de Bragg

Il existe plusieurs types de régimes de croissance des réseaux de Bragg. La présence ou non de ces trois types de photosensibilité est déterminée par la nature de la fibre utilisée et les conditions d'irradiation (densité d'énergie, longueur d'onde du laser, fréquence, temps, etc.). Nous décrivons ici brièvement chacun des types, dont certains seront présents lors de nos expériences.

1.5.1 Type I

Le réseau de Type I est dû à l'effacement et à la production de défauts électroniques locaux [2]. Il est observé dans tous les genres de fibres, que se soit sous une irradiation par impulsions ou continue. Un réseau de type I est caractérisé par une augmentation de l'amplitude et de la valeur moyenne de la modulation d'indice du réseau. La variation d'indice suit en effet une loi de type $\Delta n \propto t^\alpha$ [13] et $\Delta n \propto I^\beta$ [14, 15]. Une distinction est cependant faite entre les fibres à haut dopage en germanium, où l'exposant β est près de 1, et les fibres à faible dopage telles que la SMF28™, où β vaut 2. Pour les fibres fortement dopées, on observe ainsi un processus d'absorption à un photon, alors que pour les faiblement dopées, ce processus se produit à deux photons. Puisque le changement d'indice est positif, la longueur d'onde de couplage de Bragg, dépendant de l'indice par la loi (1.6), se déplace vers les grandes longueurs d'onde. Une irradiation prolongée du réseau de Type I mène à la création d'un réseau de Type IIA dans certaines fibres. Mentionnons finalement que les réseaux de Type I sont les moins stables en température [2].

1.5.2 Type IIA

Le réseau de Type IIA est dû à un processus plus lent de réorganisation structurale, ou de compaction. Il est le plus souvent observé dans les fibres dont le dopage au

germanium est grand ou à grande ouverture numérique. En effet, il n'y a pas de formation de réseau de ce type dans des fibres à faible pourcentage en germanium lors d'une irradiation à 193 nm ou 248 nm [15]. De plus, aucun réseau de Type IIA n'a été observé dans des fibres hydrogénées, ce qui indique que le processus d'hydrogénation de la fibre modifie les propriétés chimiques et physique de cette dernière, de façon à modifier la photosensibilité de la fibre. Les deux régimes de croissance exposés sont aussi très dépendants de la tension appliquée à la fibre. Ainsi, augmenter la tension dans la fibre durant l'écriture d'un réseau limite la modulation de Type I et accélère la formation d'un réseau de Type IIA [15].

1.5.3 Type II

Le réseau de Type II résulte d'un dommage physique dans le cœur de la fibre, i.e. d'une fusion localisée, produisant un changement d'indice à la frontière cœur-gaine proche de 10^{-2} . Il est possible de former un de ces réseaux avec une seule impulsion de laser, de densité d'énergie 1 J/cm^2 . Il est le plus stable en température.

Chapitre II

Inscription de réseaux

2.0 Introduction

Au Chapitre I, nous avons revu les concepts théoriques utiles à l'analyse des réseaux de Bragg. Ce chapitre se veut maintenant un chapitre de caractérisation expérimentale : la méthode d'inscription une fois décrite, nous étudions le comportement des fibres lors de l'écriture d'un réseau droit, afin d'y inscrire ensuite des réseaux à angle.

Ce chapitre est divisé en trois grandes sections. Dans la première, nous exposons la méthode expérimentale utilisée pour écrire des réseaux de Bragg. Dans la deuxième section, le montage ainsi que le faisceau du laser sont caractérisés par une étude permettant d'obtenir la forme et l'énergie du faisceau sur la fibre. Ceci nous permet alors de choisir des paramètres d'écriture appropriés. La troisième section concerne, quant à elle, la dynamique d'écriture des réseaux droits dans les fibres utilisées lors de nos expériences. En premier lieu, nous identifions les différents types de réseaux présents dans les fibres Fibercore PS1500TM et Corning SMF28TM, pour les longueurs d'onde d'inscription 193 nm et 248 nm. Ainsi, nous mettons en évidence le type de réseaux (Types I, II et IIA) que nous retrouverons lors de l'écriture de nos réseaux à angle, au chapitre III. Par la suite, nous étudions l'influence de la fréquence de répétition du laser et de l'énergie par impulsion sur l'écriture de chaque type de réseau. Enfin, nous étudions l'influence de la procédure d'hydrogénation sur les types de réseaux et sur leur vitesse d'inscription. Nous serons ainsi en possession de tous les éléments nous permettant d'écrire et d'analyser les réseaux à angle.

2.1 Procédure expérimentale

2.1.1 Description du montage

Nous décrivons tout d'abord le parcours du faisceau et justifierons ainsi la présence de chaque élément optique ou mécanique du montage. On retrouve à la Figure 2.1 une représentation du montage utilisé pour l'écriture de réseaux de Bragg. Les procédures d'alignement, d'écriture et d'hydrogénation sont exposées à l'Annexe A. Les spécifications détaillées de chacun des appareils se retrouvent à l'Annexe B.

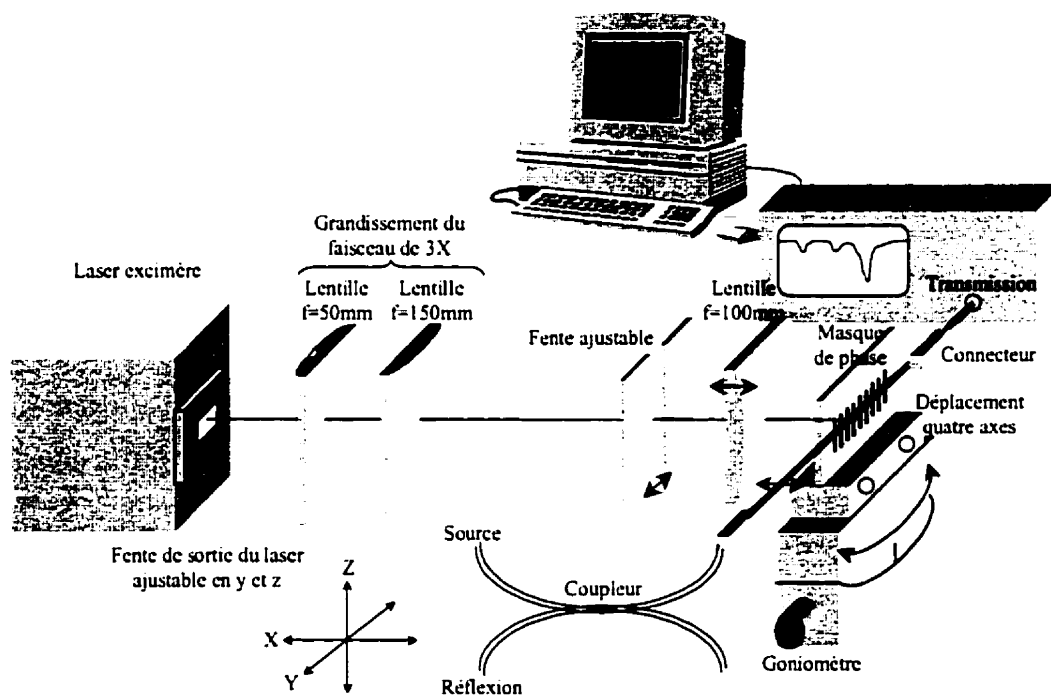


Figure 2.1 : Schéma du montage de fabrication des réseaux de Bragg

Le faisceau provient d'un laser excimère OPTEX. Ce laser peut être utilisé à plusieurs longueurs d'onde, si l'on change les miroirs internes et le gaz présent dans la cavité. Nous l'avons utilisé successivement aux longueurs d'onde de 193 nm et 248 nm pour

nos expériences. La fréquence ainsi que l'intensité des impulsions étant modifiables, nous avons réalisé des réseaux sur une gamme étendue de fréquences (5 Hz à 150 Hz) et d'énergie (3 mJ à 12 mJ par impulsion).

Nous avons décidé d'écrire et d'étudier des réseaux de Bragg dont la modulation d'indice est constante tout le long du réseau, c'est-à-dire non apodisés. Afin de créer une modulation de ce type, il est nécessaire que le faisceau soit constant en intensité sur toute sa largeur. Comme le faisceau est de forme gaussienne (voir section 2.3), nous avons placé à la sortie du laser une fente qui nous permet de choisir le sommet de la gaussienne, en hauteur et en largeur. La partie la plus puissante et la plus constante en intensité est ainsi sélectionnée.

Afin d'aplanir au maximum le faisceau incident sur la fibre, nous avons installé sur le parcours du faisceau un ensemble de lentilles agrandissant la taille horizontale du faisceau. La première lentille cylindrique, de longueur focale de 50 mm, fait converger le faisceau en largeur et une deuxième lentille, de longueur focale de 150 mm, est placée à sa suite. Puisque les deux points focaux coïncident, nous créons ainsi un accroissement de la largeur du faisceau d'un facteur 3. Ceci nous permet d'en sélectionner une deuxième fois la partie centrale à l'aide d'une deuxième fente ajustable.

Dans un but d'alignement des lentilles, notons que chacune de celles-ci peut être non seulement déplacée horizontalement et verticalement, mais possède aussi une armature lui permettant des rotations selon les trois axes (voir Figure 2.2).

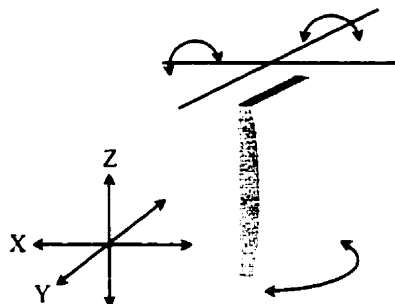


Figure 2.2 : Déplacements possibles des lentilles

La longueur du réseau à inscrire est déterminée par la largeur de la deuxième fente ajustable. Cette largeur a été fixée à 3 mm pour toutes les expériences décrites dans ce mémoire.

Une lentille cylindrique, d'une longueur focale de 100 mm, fait finalement converger le faisceau en hauteur sur la fibre, placée à $50\text{ }\mu\text{m}$ d'un masque de phase. La fibre doit être placée au point focal (ou « waist ») de la lentille afin de maximiser l'énergie sur le cœur. La lentille est donc montée sur un déplacement horizontal, en x , précis. Le masque de phase est placé sur un goniomètre afin de pouvoir induire un angle dans le réseau (voir Figure 2.3). De plus, un déplacement 4 axes permet de s'assurer que le masque est perpendiculaire au faisceau. Enfin, la fibre est elle-même montée sur un ensemble de translation comprenant un déplacement 4 axes qui nous permet de l'approcher du masque et de l'aligner par rapport à ce dernier.

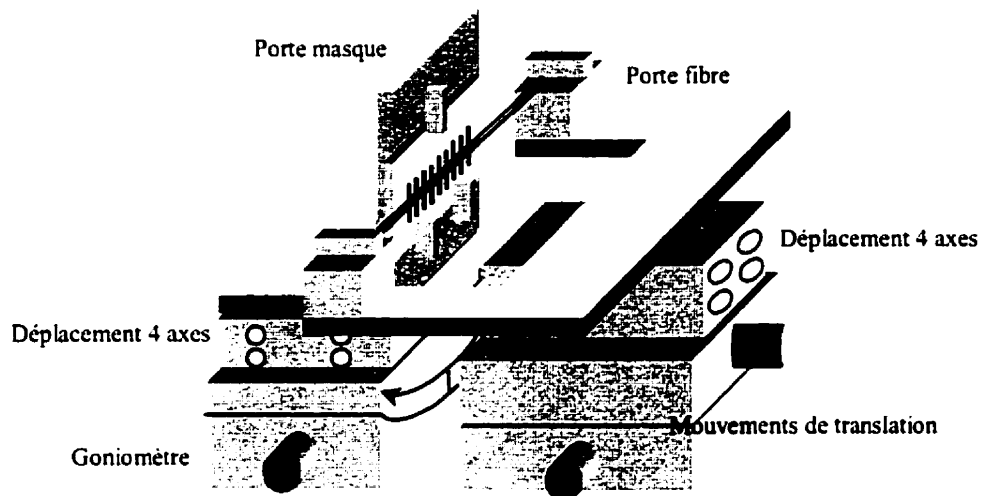


Figure 2.3 : Porte masque et porte fibre

2.1.2 Fibres utilisées

Lors de nos expériences, nous utilisons trois types de fibres : une fibre standard de télécommunications, la SMF28™ de Corning, une fibre photosensible, la PS1500™ de

Fibre	Rayon du cœur	Composition du cœur	Rayon de la gaine	Composition de la gaine interne	Longueur d'onde de coupure LP11 spécifications du fabricant	Longueur d'onde de coupure LP11 calcul théorique
Corning SMF28™, non hydrogénée et hydrogénée	4,5mm	3% poids GeO2	125mm	Silice	1260nm	1340 nm
Fibercore PSI500™ (photosensible), non hydrogénée et hydrogénée	4,58mm	17% poids GeO2 + 18% poids B03	125mm	Silice	1402nm	1700nm
Coractive INT (à suppression de modes de gaine)	2,86mm	18% poids GeO2 + 4%poids B03	125mm	5% poids GeO2 + 13% poids B03	1350nm	1530nm

Tableau 2.1 : Paramètres des fibres utilisées

Fibercore, et une fibre à suppression de modes de gaine, la INT de Coractive. Les spécifications des fabricants pour ces fibres se retrouvent au Tableau 2.1.

Mentionnons que les fibres PS1500TM et INT sont, pour des raisons économiques, fusionnées avec de la SMF28TM. Nous n'en utilisons qu'un morceau de 4 cm à la fois, précédé et suivi de deux morceaux de SMF28TM de 2 m chacun. Il est important de mentionner qu'il est possible que la fusion de fibres différentes induise à l'épissure un couplage de LP_{01} vers LP_{11} . Nous n'avons malheureusement pas mesuré expérimentalement l'importance de ce phénomène.

2.2 Caractérisation du montage et du faisceau

Avant de procéder à l'écriture des réseaux, il est nécessaire de caractériser le faisceau laser à l'emplacement de la fibre sur laquelle nous inscrivons le réseau. Nous cherchons ainsi à connaître l'énergie et la distribution spatiale du laser qui est dirigée sur la fibre. Cette mesure nous apporte des réponses à quelques questions :

- a) Quelle est la hauteur du faisceau au point de focalisation sur la fibre? Est-il assez grand pour couvrir tout le cœur de la fibre?
- b) Quelle est la relation entre la hauteur de la fente de sortie du laser et la hauteur du faisceau au « waist »?
- c) Quelle est la densité d'énergie sur la fibre?

Nous avons donc réalisé un montage, représenté à la Figure 2.4, dans le but de caractériser le « waist » du faisceau à l'emplacement de la fibre. Pour plus de détails, la procédure complète ainsi que l'explication détaillée des calculs à exécuter se retrouvent en Annexe B. Le principe de la mesure est simple. Une lame de rasoir se déplace verticalement à travers le faisceau de forme gaussienne. La puissance qui n'est pas arrêtée par la lame est lue par le détecteur, puis est enregistrée en temps réel par le logiciel d'acquisition. Cette procédure est répétée à plusieurs positions en x (0, 1, 2 et 3) du faisceau. Ceci nous permet d'obtenir la grandeur verticale de la gaussienne en plusieurs endroits, et en faisant une interpolation, nous pouvons trouver la position du « waist » ainsi que sa valeur.

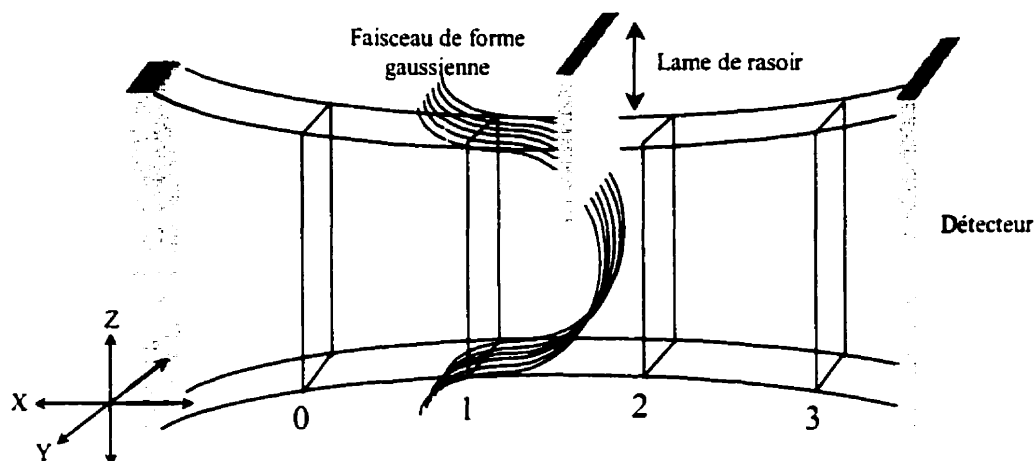


Figure 2.4 : Montage de caractérisation du « waist »

À titre d'exemple, nous avons reporté à la Figure 2.5 les courbes de puissance obtenues en fonction de la position verticale de la lame dans le faisceau, pour une fente de sortie de 4 mm de hauteur. Au début, la lame cache totalement le faisceau et nous avons une puissance nulle. Puis, le faisceau apparaît, causant une augmentation de la puissance lue et demeure ensuite constant, une fois le faisceau dépassé. Quatre courbes de puissance sont présentées sur ce dessin correspondant aux positions horizontales (en x) 0, 2, 4 et 6 mm à partir du début du moteur.

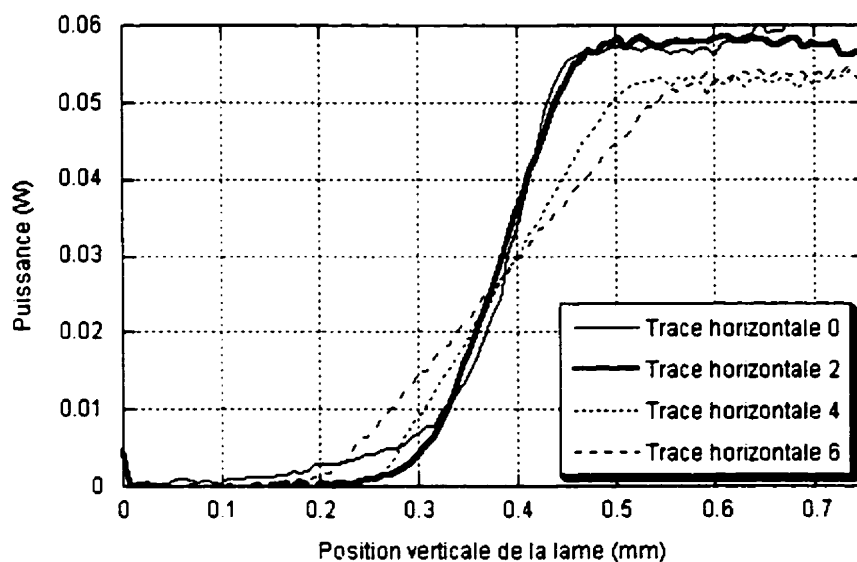


Figure 2.5 : Courbes expérimentales obtenues à différentes distances de la lentille (0, 2, 4 et 6 mm à partir du début du moteur), pour une fente de sortie de 4 mm de hauteur.

On constate que ces courbes sont de type « fonction erreur ». Ceci s'explique par le fait que nous recueillons par notre méthode la puissance totale sous la gaussienne du faisceau, et que l'aire sous une courbe gaussienne est par définition représentée par une fonction erreur. Il suffit donc, pour obtenir la forme du faisceau, de dériver nos données expérimentales.

Après avoir calculé la largeur de la gaussienne pour chacune des positions, nous interpolons avec un polynôme d'ordre 2 tel que montré à la Figure 2.6. De ce polynôme, nous pouvons tirer la grandeur du « waist » et sa position en x . La position quasi exacte du « waist » se trouve, par calcul, à la position 2,1 mm et vaut environ 170 μm . Il est possible ainsi de déterminer la position du « waist » par rapport à la lentille. Nous pouvons donc confirmer l'emplacement du point focal de la lentille déjà déterminé par la méthode dite « des bandes » lors de l'alignement du montage (Annexe A).

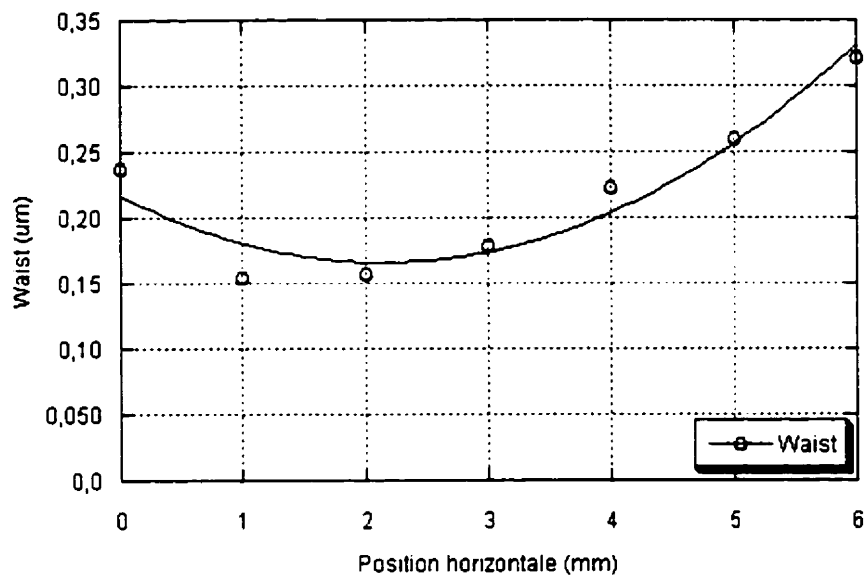


Figure 2.6 : Valeur des « waists » en fonction de la position en x de la lame de rasoir. Un polynôme d'ordre 2 nous permet de repérer le point d'étranglement maximal.

Pour obtenir la forme du faisceau au « waist », il faudrait dériver nos données expérimentales au « waist ». Cependant, les courbes comportent trop de bruit pour les dériver simplement et nous recourrons plutôt à une courbe de tendance (fit) sur la fonction erreur expérimentale. Nous utiliserons donc une courbe de tendance de type « fonction erreur » appliquée à la courbe de la position 2 mm (voir Figure 2.7), puisqu'elle est très rapprochée du « waist » réel. Après dérivation de cette courbe de tendance, nous obtenons la forme gaussienne de la Figure 2.8, figure sur laquelle on voit aussi la dérivation brute des données.

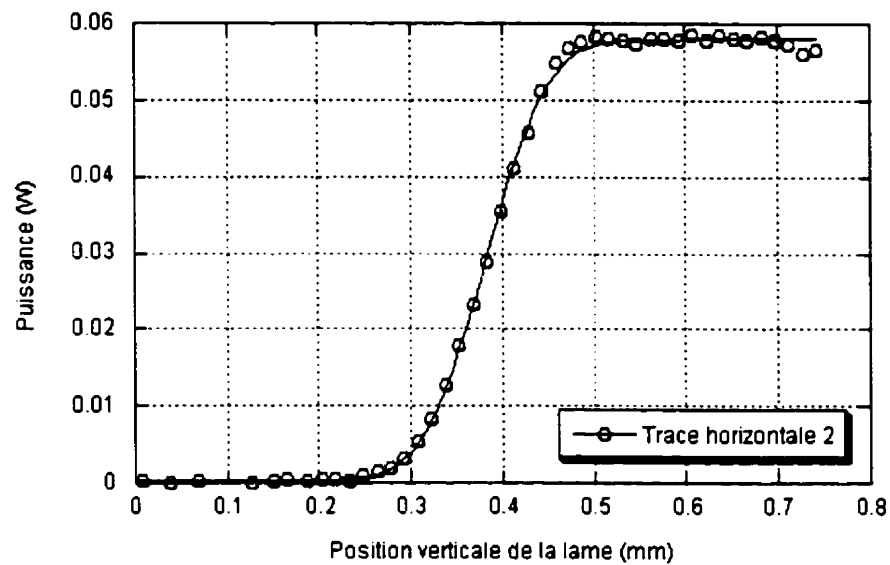


Figure 2.7 : Fit de forme « fonction erreur » appliqué aux données expérimentales de la position 2 mm.

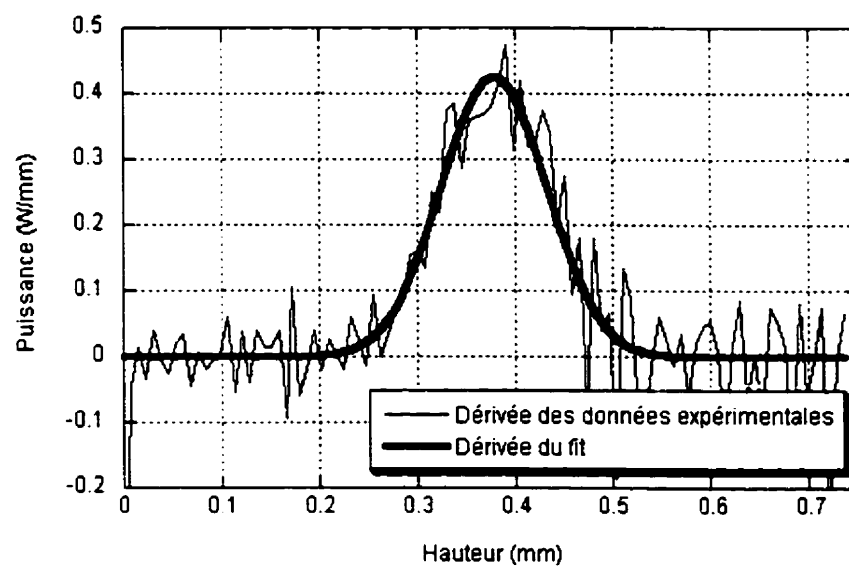


Figure 2.8 : Forme du faisceau sur la fibre pour une fente de sortie de 4 mm.

2.2.1 Forme du faisceau en hauteur

En répétant ce type d'expériences pour différentes hauteurs de fente de sortie du laser, nous avons réalisé le graphique de la Figure 2.9. On y a représenté la valeur du « waist » en fonction de la hauteur de fente.

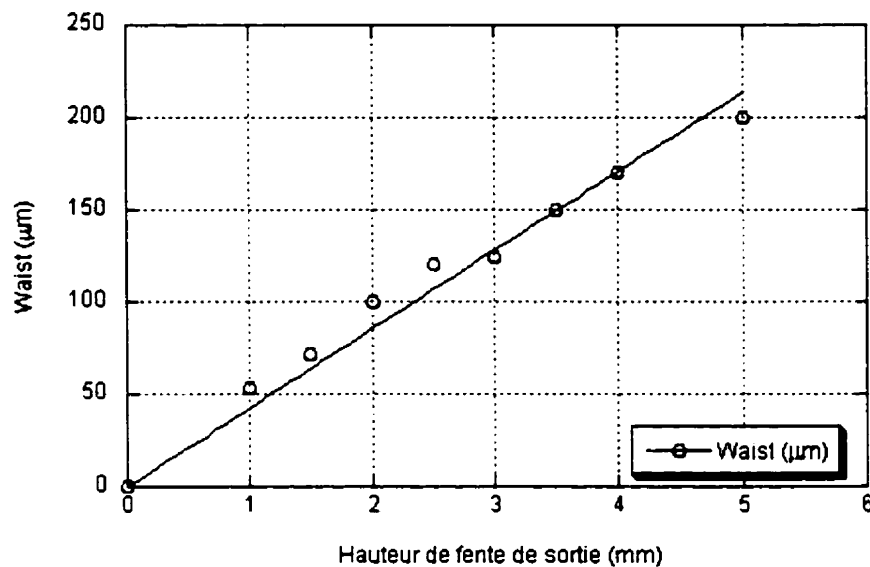


Figure 2.9 : Dimension du « waist » en fonction de l'ouverture de la fente de sortie du laser

Nous pouvons constater deux choses sur ce graphique. Tout d'abord, la dimension du faisceau sur la fibre (environ $42\ \mu\text{m}$ pour 1 mm d'ouverture, ou $21\ \mu\text{m}$ pour 0,5 mm d'ouverture) dépasse toujours largement la dimension du cœur, soit $9\ \mu\text{m}$ environ pour la PS1500TM et pour la SMF28TM. Lors de l'écriture dans ces fibres, nous pourrions donc choisir n'importe quelle ouverture de fente. Pour ce qui est de la Coractive INT qui possède une gaine interne photosensible, nous utilisons une fente de 4 mm, donc un « waist » de $170\ \mu\text{m}$, plus grand que le diamètre de la fibre. Par la suite, nous constatons que la relation entre le « waist » sur la fibre et l'ouverture de fente est de type linéaire. Ceci contredit le comportement prévu des faisceaux gaussiens, selon lequel

l'augmentation de la grandeur d'un faisceau engendre un « waist » plus petit après focalisation par une lentille [16]. Ici, on a plutôt une relation objet(fente)-image(waist) se comportant d'après les lois de l'optique géométrique. Ceci nous indique aussi que notre faisceau n'est pas cohérent [16].

2.2.2 Forme du faisceau en largeur

Nous avons par la suite vérifié le profil d'intensité selon l'axe horizontal y . Pour la réalisation de nos réseaux, nous avons besoin d'un profil constant selon cet axe afin d'avoir une modulation d'indice constante le long du réseau. Nous avons réalisé une étude de notre faisceau en largeur, après la fente ajustable de largeur fixe 3 mm, placée juste avant la lentille qui fait converger le faisceau sur la fibre.

Nous avons utilisé la même méthode expérimentale que précédemment, mais dans le sens horizontal. Nous verrons que notre faisceau est constant en intensité si, au fur et à mesure que la lame se déplace, la puissance augmente de façon linéaire, avec une pente constante. Nous avons obtenu le graphique de la Figure 2.10.

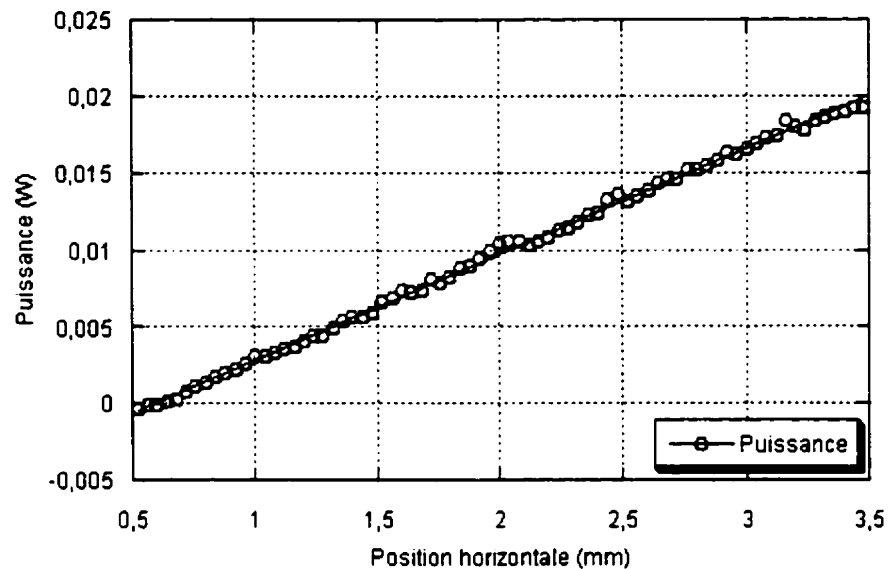


Figure 2.10 : Caractérisation du faisceau en largeur

Nous voyons bien que la pente de cette courbe ne varie pas. Nous obtenons ainsi une dérivée constante, donc un faisceau à l'intensité constante en largeur. Les réseaux produits auront ainsi une modulation d'indice uniforme.

2.2.3 Densité d'énergie sur la fibre

La présente section a pour but de déterminer la densité d'énergie incidente sur la fibre. Nous entendons, par le terme densité d'énergie, la quantité d'énergie comprise dans une surface délimitée par le « waist » du faisceau et la longueur du réseau, en cm^2 .

Déterminons tout d'abord la densité de puissance arrivant au « waist ». Comme nous l'avons vu plus tôt, la puissance au sommet de la fonction erreur représente l'intégrale de la fonction gaussienne du faisceau. Il est ainsi possible de relier la puissance lue par le détecteur à l'intensité réelle au sommet de la gaussienne par l'équation [16]

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 e^{-\frac{2z^2}{\omega_0^2}} L_y dz \quad (2.1)$$

où I_0 est l'intensité maximale, en W/cm^2 , au sommet de la gaussienne, ω_0 le « waist » et L_y la longueur du faisceau utilisée en y , c'est-à-dire la longueur du réseau.

En résolvant cette intégrale, on trouve que

$$P = I_0 L_y \omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (2.2)$$

puisque

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}. \quad (2.3)$$

La puissance est ainsi le résultat de la multiplication de l'intensité maximale par une aire effective que l'on définit comme

$$A_{eff} = L_y \omega_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \quad (2.4)$$

Cette aire est celle sur laquelle l'énergie du faisceau est concentrée.

Une fois définie cette aire effective, il faut tenir compte de l'énergie du faisceau. Nous nous proposons de définir un terme de fluence totale sur la fibre (mJ/cm^2) comme la quantité d'énergie par aire effective qui arrive sur la fibre :

$$Fluence\ totale = \frac{E f t}{A_{eff}} \quad (2.5)$$

où E est l'énergie qui arrive à la fibre, f est la fréquence du laser et t le temps d'exposition. Nous pouvons ainsi comparer la quantité d'énergie arrivant sur la fibre,

peu importe la fréquence ou le temps d'écriture. Il est à noter que l'énergie indiquée par le contrôleur du laser, en mJ, est valide pour l'impulsion au complet. Comme on dispose devant la sortie une fente dont on change la grandeur, la proportion de l'énergie du laser qui se rend à la fibre change. Nous avons donc mesuré cette proportion pour plusieurs hauteur de fente, que vous retrouvez au Tableau 2.1 suivant. L'énergie E de la formule (2.5) est donc l'énergie incidente sur la fibre, en tenant compte de cette proportion.

Hauteur de fente (mm)	Pourcentage se rendant à la fibre
1,0	1,8%
1,5	2,7%
2,0	3,6%
2,5	5,1%
3,0	6,2%
3,5	6,9%
4,0	8,4%
5,0	11,5%

Tableau 2.1 : Pourcentage de l'énergie de l'impulsion du laser se rendant à la fibre pour chaque hauteur de fente.

Puisque la grandeur du waist change en fonction de la hauteur de fente de sortie du laser, il est nécessaire de définir les aires effectives pour chaque hauteur de fente. La Figure 2.11 montre les valeurs obtenues pour les aires effectives, pour une longueur de réseau de 1 mm.

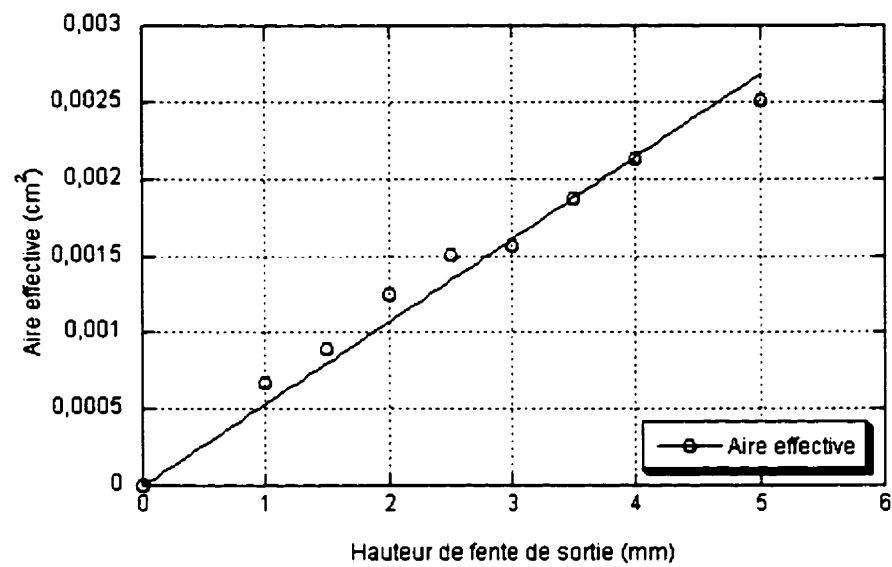


Figure 2.11 : Aire effective permettant d'obtenir la densité d'énergie sur la fibre, pour une longueur de réseau de 1 mm.

2.3 Dynamique d'écriture des réseaux droits à 193 nm

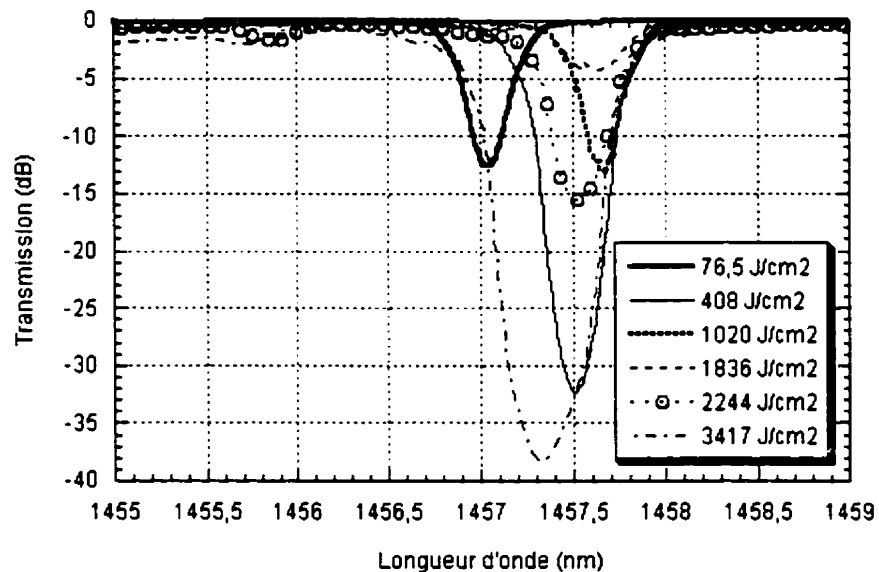
Après avoir réalisé un montage d'écriture de réseaux de Bragg, nous l'avons caractérisé grâce à un dispositif permettant d'obtenir la forme du faisceau et son énergie. Nous en avons déduit que le faisceau est incohérent. De plus, il est constant en largeur et nous permet d'écrire des réseaux dont la modulation d'indice est constante le long du réseau.

Nous pouvons maintenant nous concentrer sur l'écriture de réseaux droits. Nous avons alors principalement un couplage dans le mode de cœur LP_{01} contradirectionnel et de faibles couplages dans les modes LP_{0m} . Tel que mentionné plus haut, nous cherchons dans cette section à caractériser les types de réseaux (I, II et IIA) présents dans les différentes fibres que nous utiliserons lors de l'écriture de réseaux à angle.

2.3.1 Fibre PS1500TM non hydrogénée

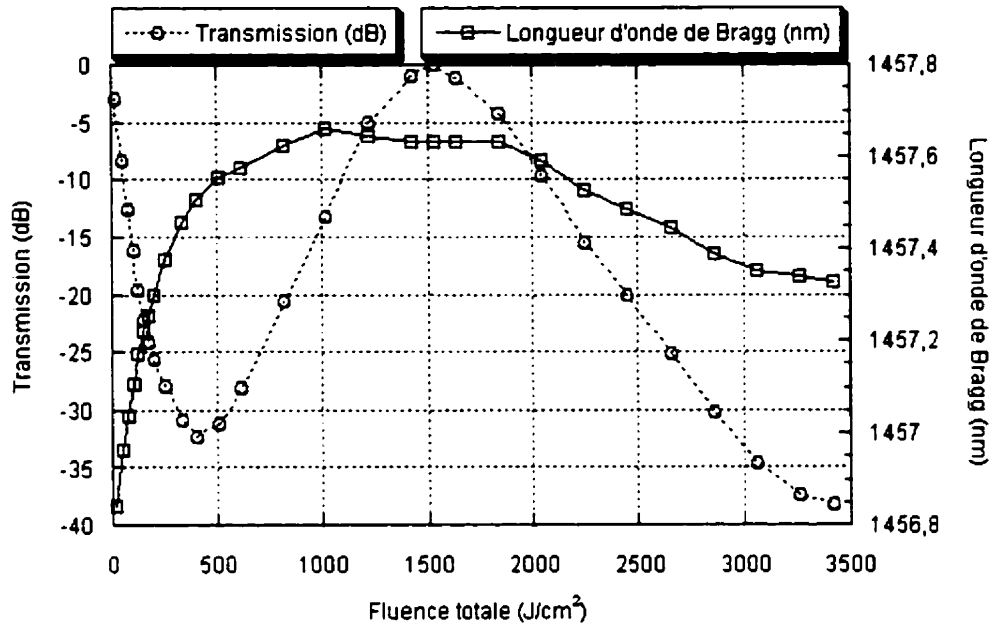
2.3.1.1 Types de réseaux présents dans la PS1500TM

On retrouve à la Figure 2.12 un exemple typique de la variation de la transmission en fonction du temps d'un réseau inscrit dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm. Ce réseau, d'une longueur de 3.6 mm, a été inscrit avec une énergie par impulsion de 9 mJ, une fréquence de 20 Hz, et une hauteur de fente d'écriture de 0,5 mm. Ceci donne une densité d'énergie de 84 mJ/cm^2 par impulsion. Dans cet exemple, on observe tout d'abord une augmentation de la transmission du réseau jusqu'à -32,3 dB, où l'on a une fluence totale de 408 J/cm^2 , puis un « effacement » de ce dernier. À partir d'une fluence cumulative de 1530 J/cm^2 , un deuxième réseau s'inscrit dans la fibre pour atteindre son maximum après 3417 J/cm^2 à -38,3 dB. Lors de toutes nos inscriptions dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm, nous avons remarqué ce même comportement.



**Figure 2.12 : Évolution du spectre d'un réseau dans la PS1500™ non hydrogénée à 193 nm
Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm**

Nous avons reporté à la Figure 2.13 l'évolution de la transmission et de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la fluence totale pour ce même réseau. Nous constatons que la longueur d'onde centrale du réseau augmente jusqu'à une fluence totale de 1020 J/cm^2 , c'est-à-dire durant l'écriture du premier réseau et sa disparition. Elle demeure ensuite quasi stationnaire, puis redescend avec un régime plus lent.



**Figure 2.13 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction de la fluence pour la PS1500™ non hydrogénée à 193 nm.
Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm**

La partie ascendante de la courbe en longueur d'onde est associée à un changement d'indice positif dans la fibre par la loi (2.6).

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff},01}\Lambda \quad (2.6)$$

Le mouvement vers les courtes longueurs d'onde qui suit indique par conséquent un changement d'indice négatif. Clairement, les deux réseaux inscrits successivement dans la PS1500™ ne sont pas du même type.

Si l'on se reporte à la section 1.5, nous pouvons associer le comportement observé ici à la formation d'un réseau de type I, suivi de la création d'un réseau de type IIA, de changement d'indice négatif, dont la modulation prend le dessus sur celle du type I et la réduit. Le mouvement des longueurs d'onde correspond d'ailleurs à celui prévu : déplacement vers les grandes longueurs d'onde pour le premier réseau de type I et

durant son remplacement graduel par le type IIA, puis déplacement vers les courtes longueurs d'onde pour le deuxième réseau, de type IIA.

La fluence associée au comportement de la transmission nous permet aussi de confirmer le type de réseaux s'inscrivant dans la PS1500TM. On observe une saturation du réseau de type I, après une fluence totale de 410 J/cm², avec une énergie par impulsion de 84 mJ/cm². Dans la littérature [2], on indique qu'un réseau de type I se forme typiquement avec une fluence par impulsion de 100 mJ/cm², pour une fluence totale de 500 J/cm², mais ceci n'est qu'à titre indicatif pour les fibres photosensibles. L'ordre de grandeur est donc respecté. Après une fluence cumulative d'environ 500 J/cm², le réseau de type IIA se forme [2].

Tel que vu à la section 1.5, chaque type de réseau implique un comportement différent de la modulation d'indice en fonction du temps et de l'intensité du faisceau d'inscription. Nous désirons ici montrer la relation entre le changement d'indice dans le cœur de la fibre pour le réseau de la Figure 2.12 et la fluence totale sur la fibre. Nous pourrons ainsi confirmer les types de réseaux présents dans la PS1500TM.

Afin de calculer le changement d'indice dans le cœur, nous nous sommes référés à l'équation (1.7) de notre section théorique que nous avons modifiée légèrement afin d'obtenir

$$\Delta n(z) = \Delta n_{\text{moyen}}(z) + \Delta n_{\text{modulation}}(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z) \right] \quad (2.7)$$

L'indice moyen est calculé à partir de la différence des longueurs d'onde de couplage selon l'équation, [1]

$$n_{\text{eff, final}} = n_{\text{eff, initial}} + \Gamma \Delta n_{\text{moyen}} \quad (2.8)$$

où Γ est le facteur de confinement du mode dans le cœur et vaut

$$\Gamma = \frac{\int_{A_{co}} |\vec{e}|^2 dA}{\int_{A_{in}} |\vec{e}|^2 dA} \quad (2.9)$$

Les indices effectifs, $n_{eff, final}$ et $n_{eff, initial}$, se calculent grâce à la relation (1.6).

$$\lambda_{Brugg} = 2n_{eff, 01} \Lambda \quad (1.6)$$

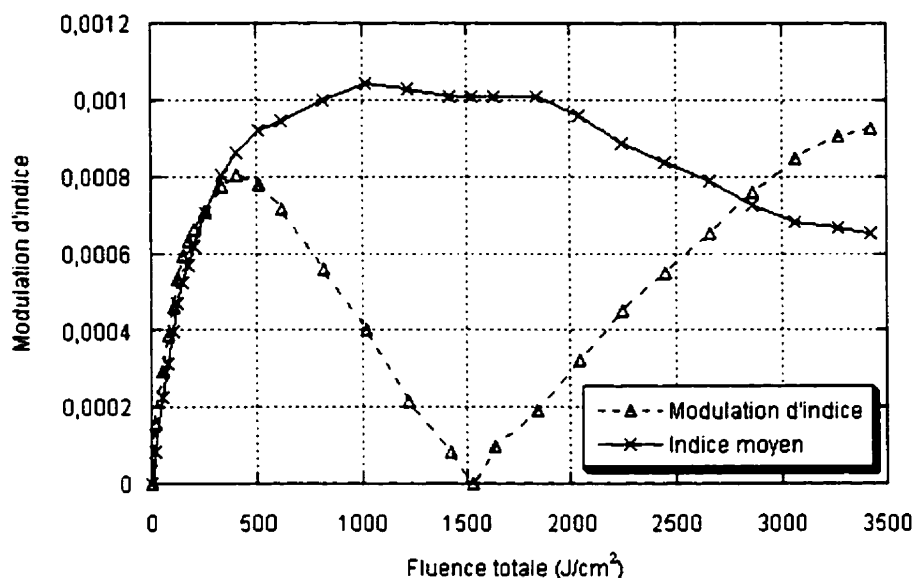
Nous obtenons ainsi

$$\Delta n_{moyen} = \frac{(\lambda_{B, finale} - \lambda_{B, initiale})}{2\Lambda\Gamma}. \quad (2.10)$$

La modulation d'indice peut, quant à elle, être calculée avec la réflectivité du réseau selon l'équation [1]

$$\Delta n_{modulation} = \frac{\lambda_{B, initiale} \operatorname{arctanh}(\sqrt{R})}{\Gamma \pi L} \quad (2.11)$$

Nous avons reporté à la Figure 2.14 l'évolution du changement de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence totale sur la fibre.



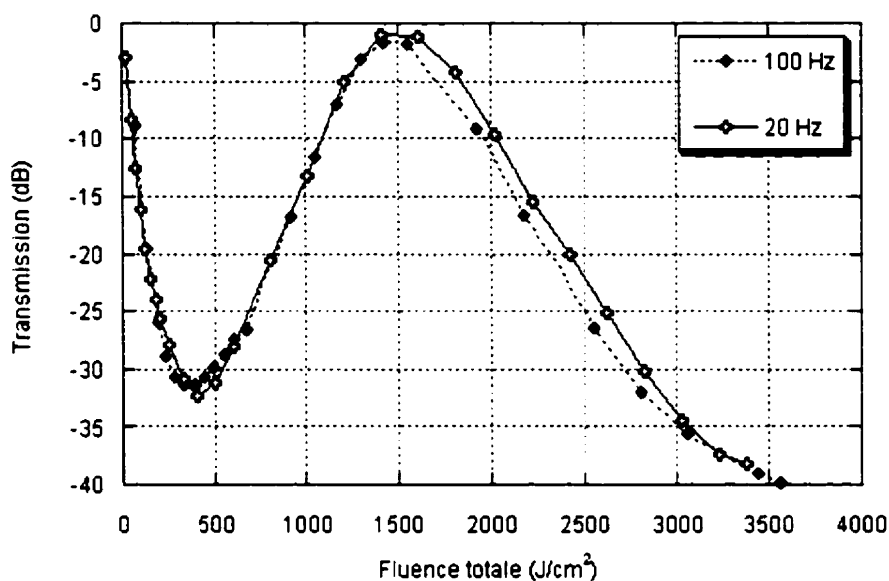
**Figure 2.14 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence totale pour la PS1500™ non hydrogénée à 193 nm.
Énergie : 9 mJ, Fréquence : 20 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm**

Les variations de la modulation d'indice concordent bien avec les variations attendues pour chaque type de réseau. En effet, la modulation d'indice grandit lors de l'écriture du réseau de type I, puis diminue et reprend sa croissance, plus lentement, lors de l'écriture du réseau de type IIA. L'indice moyen, lui, augmente jusqu'à ce que le réseau de type IIA se forme. À ce moment, il se met à diminuer, entraînant la longueur d'onde de couplage de Bragg vers les courtes longueurs d'onde. Ceci correspond au comportement des réseaux décrit plus haut : une fois la modulation de type I saturée, la modulation de type IIA de 2^e ordre la supplante. Les deux courbes sont donc identiques tant qu'on a un réseau de type I.

2.3.1.2 Effet de la fréquence sur la vitesse d'écriture

Après avoir identifié les types de réseaux présents dans la PS1500™, nous avons tenté de déterminer l'influence des paramètres du montage sur la vitesse d'écriture. Nous avons tout d'abord débuté en étudiant l'influence de la fréquence du laser sur l'écriture

d'un réseau droit, à énergie des impulsions (9 mJ) constante. On a représenté à la Figure 2.15 la transmission en fonction de la fluence totale pour deux réseaux, inscrits à 20 Hz et 100 Hz. La hauteur de fente est de 0,5 mm, la longueur du réseau 3,6 mm, et la densité d'énergie de 84 mJ/cm² par impulsion.



**Figure 2.15 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour deux réseaux inscrits à 20 et 100 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm.
Énergie : 9 mJ, Fréquences : 20 Hz et 100 Hz, Fente : 0,5 mm, Longueur : 3,6 mm**

Puisque les deux courbes se superposent, nous déduisons que le temps d'écriture est inversement proportionnel à la fréquence, et ce pour les réseaux de types I et IIA. Un réseau écrit à 20 Hz prendra donc 5 fois plus de temps qu'un réseau inscrit à 100 Hz. Cette étude a été réalisée plusieurs fois, et ce résultat s'est reproduit à chaque fois. Ceci semble indiquer que le processus de formation de ces deux types de réseaux dans la PS1500TM ne dépend que de la fluence totale sur la fibre. Nos résultats confirmeraient ainsi les résultats énoncés dans les articles [14] et [15], qui stipulent que pour une fibre à haute concentration en germanium, la modulation d'indice du réseau varie selon une loi linéaire en fluence.

2.3.1.3 Effet de l'énergie du laser sur la vitesse d'écriture

Dans le but de corroborer l'idée d'un processus à un photon, nous avons ensuite étudié l'effet d'un changement d'énergie par impulsion sur la vitesse d'écriture en transmission. La Figure 2.16 représente la transmission en fonction de la fluence totale pour trois énergies d'impulsions (3, 6 et 9 mJ). Les densités d'énergie pour une impulsion sont donc de 33, 66 et 99 mJ/cm². Notons que cette étude a été réalisée deux fois et a donné les mêmes résultats.

Nous remarquons que la vitesse d'écriture est directement proportionnelle à l'énergie de l'impulsion, ainsi que remarqué dans les articles susmentionnés et par [17]. Ainsi, un réseau écrit à 33 mJ/cm² par impulsion prendra 3 fois plus de temps à écrire qu'un réseau à 99 mJ/cm².

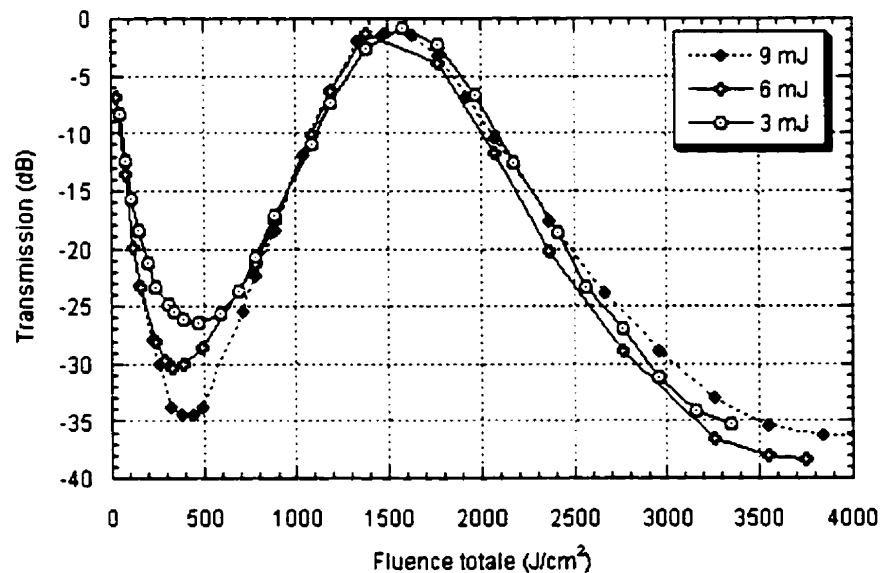


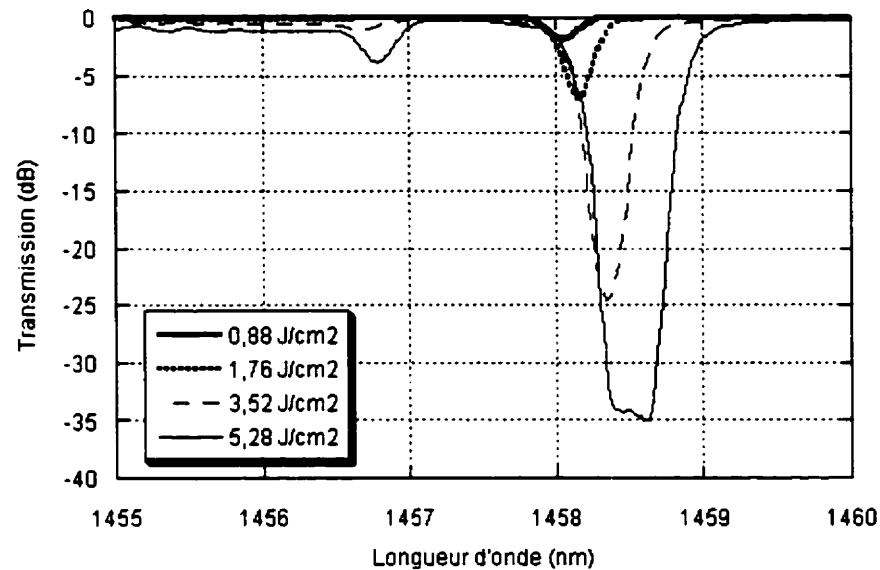
Figure 2.16 : Transmission en fonction de la fluence totale pour trois réseaux inscrits avec une énergie de 3, 6 et 9 mJ par impulsion, dans la PS1500™ non hydrogénée à 193 nm. Énergies : 3, 6, et 9 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

Encore une fois, ceci nous indique que la vitesse d'écriture est directement proportionnelle à la fluence totale sur la fibre. Toutefois, on remarque à la figure précédente une différence dans la transmission du réseau de type I, reliée au changement d'énergie du laser. L'énergie de l'impulsion, en plus d'avoir un effet sur le temps d'écriture, a donc aussi une influence au niveau de l'amplitude de la modulation d'indice du réseau. Effectivement, il a été démontré dans la littérature [13-15] que l'intensité de la modulation d'indice dépend de la quantité d'énergie par impulsion. Plus l'intensité d'écriture est grande, plus l'intensité de la modulation d'indice est grande, augmentant par le fait même la transmission du pic de réflexion du réseau de type I. C'est précisément ce que nous observons à la Figure 2.16.

Dans le cas du réseau de type IIA, une augmentation de l'énergie des impulsions ne semble pas avoir d'effet sur la transmission finale, tel que trouvé par Dong et al. [17].

2.3.2 Fibre PS1500™ hydrogénée

Dans le but d'augmenter la photosensibilité de la fibre PS1500™, nous l'avons hydrogénée. Nous comparerons dans cette section les régimes de croissance des réseaux dans la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée. À la Figure 2.17, nous pouvons voir que nous obtenons une transmission de -35 dB pour une fluence totale aussi faible que $5,28 \text{ J/cm}^2$ (6 secondes pour une énergie de 8 mJ, une fréquence de 10 Hz, une fente de 4 mm et une longueur de réseau de 3,6 mm). La densité d'énergie d'une impulsion est de 88 mJ/cm^2 .



**Figure 2.17 : Évolution du spectre d'un réseau dans la PS1500™ hydrogénée à 193 nm
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**

Si l'on continue d'exposer le réseau à l'ultraviolet, nous n'observons pas de remontée du pic LP_{01}/LP_{01} , et ce, parce que la fibre est hydrogénée. Il n'y a pas formation d'un réseau de type IIA, ce qui concorde avec les résultats présentés dans la littérature [2].

2.3.2.1 Comparaison entre la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée

Nous avons tenté de comparer les vitesses d'écriture des réseaux de type I pour la PS1500™ à 193 nm hydrogénée et non hydrogénée. À la Figure 2.18 est représentée la transmission en fonction du temps pour deux réseaux de type I écrits dans les mêmes conditions, sauf pour l'hydrogénation. On remarque que les deux courbes ont des formes différentes et donc que les mécanismes de photosensibilité dans la fibre hydrogénée sont différents de ceux présents dans la fibre non hydrogénée.

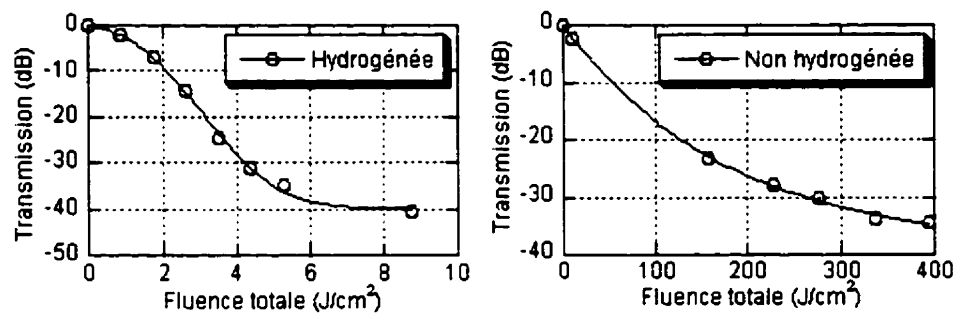


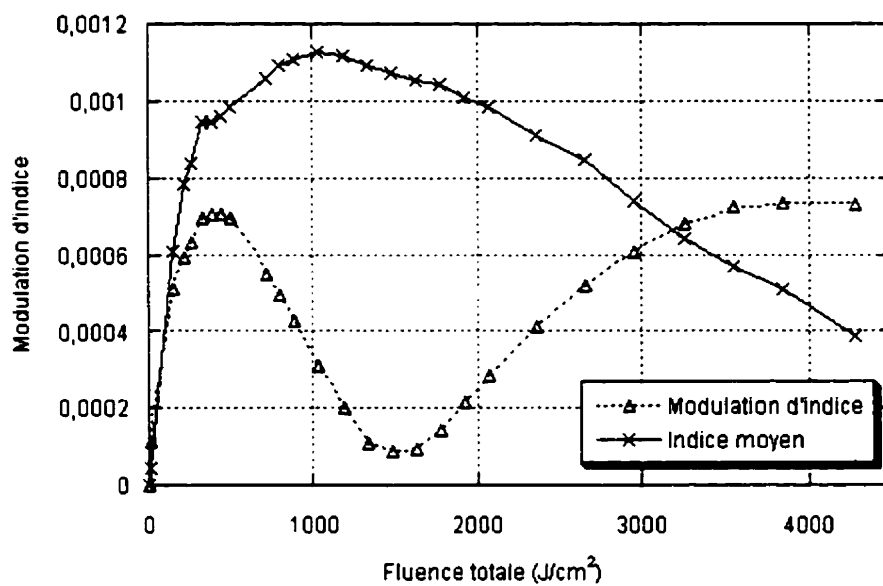
Figure 2.18 : Comparaison entre deux réseaux de type I, inscrits dans la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée à 193 nm
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 193 nm.

À cause de la forme différente des courbes, il n'y a malheureusement pas de facteur multiplicatif nous permettant de dire, par exemple, que la courbe hydrogénée s'écrit X fois plus vite que la courbe non hydrogénée. Comme les mécanismes de photosensibilité sont différents, la vitesse d'inscription des réseaux est différente pour les deux cas. À titre indicatif, nous avons réuni au Tableau 2.2 les fluences nécessaires à l'obtention de quelques transmissions. On remarque qu'un réseau s'écrit de 17 à 81 fois plus vite dans la fibre hydrogénée, pour ce cas particulier.

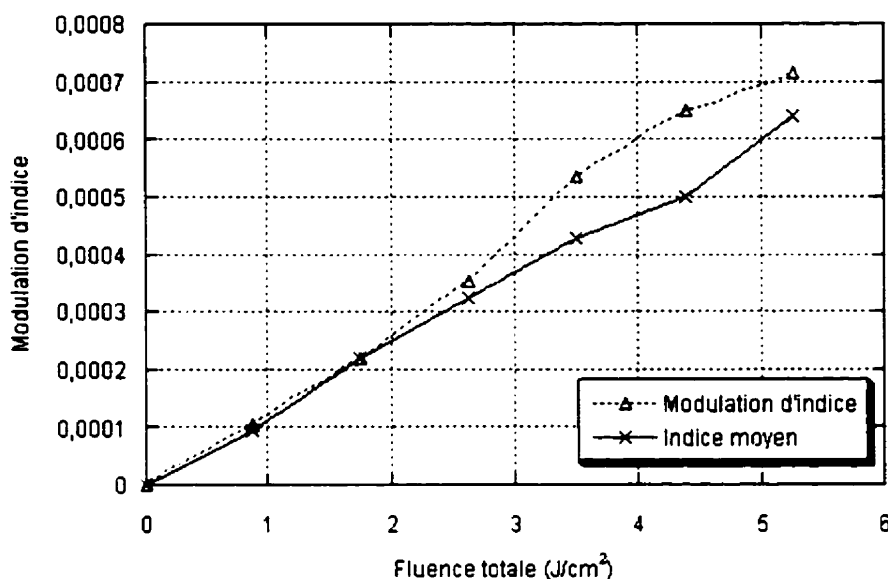
Transmission (dB)	PS1500 hydrogénée à 193 nm (J/cm ²)	PS1500 non hydrogénée à 193 nm (J/cm ²)
-5	1,4	24,1
-10	2,1	52,4
-15	2,7	86,1
-20	3,2	127,8
-25	3,7	182,3
-30	4,2	261,5
-35	5	408

Tableau 2.2 : Fluences nécessaires à l'obtention de quelques transmission typiques pour la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée à 193 nm.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 193 nm.

Nous avons ensuite fait un rapport de vitesses au niveau du changement d'indice en fonction du temps, pour des réseaux de type I. Pour ce faire, nous avons calculé la modulation d'indice et l'indice moyen pour nos deux réseaux (voir Figures 2.19 et 2.20). Évidemment, la forme des courbes d'indice sont aussi différentes.



**Figure 2.19 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm.**



**Figure 2.20: Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la PS1500TM hydrogénée à 193 nm.
Énergies : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm.**

On constate que pour la PS1500TM hydrogénée, la modulation d'indice est plus grande que l'indice moyen. Ceci s'est reproduit plusieurs fois dans ces conditions d'écriture, et nous verrons aussi, à la section 2.4.2, que cela se produit aussi à 248 nm. Pour l'expliquer, nous posons l'hypothèse d'une modulation d'indice de forme carrée plutôt que de forme sinusoïdale. En effet, dans le cas d'une modulation carrée, le changement d'indice se fait sur une région plus large que pour une modulation sinusoïdale. Ceci entraîne une isolation plus grande. Comme notre formule de modulation d'indice prend en compte une forme sinusoïdale, le calcul nous donne une modulation « sinusoïdale » plus grande qu'en réalité.

2.3.3 Fibre SMF28™ non hydrogénée

La Figure 2.21 montre l'évolution d'un réseau réalisé dans la SMF28™ à basse densité d'énergie de 15 mJ/cm² par impulsion. Contrairement à la PS1500™, un seul type de réseau, celui de type I, s'inscrit dans la SMF28™.

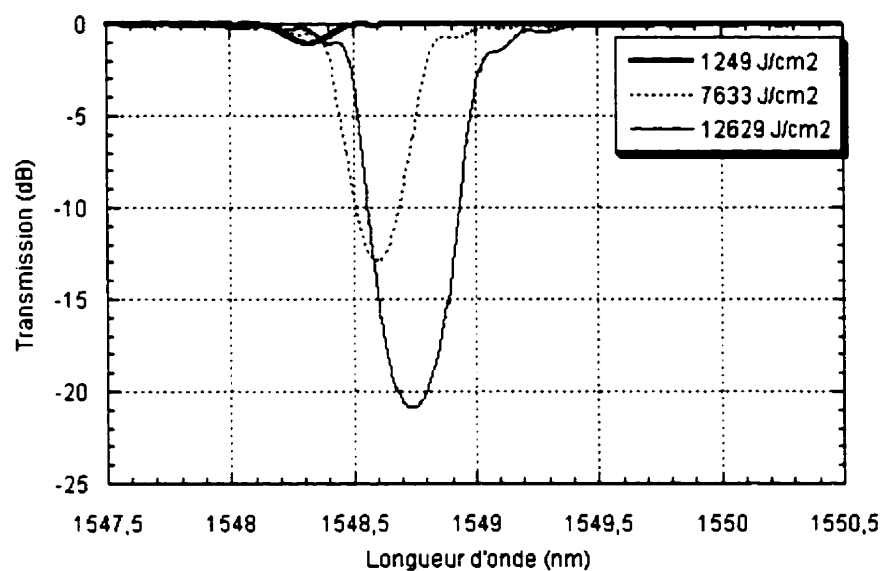


Figure 2.21 : Évolution du spectre d'un réseau dans la SMF28™ non hydrogénée à 193 nm
Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm.

On retrouve à la Figure 2.22 l'évolution de la transmission et de la longueur d'onde de couplage de Bragg pour ce même réseau.

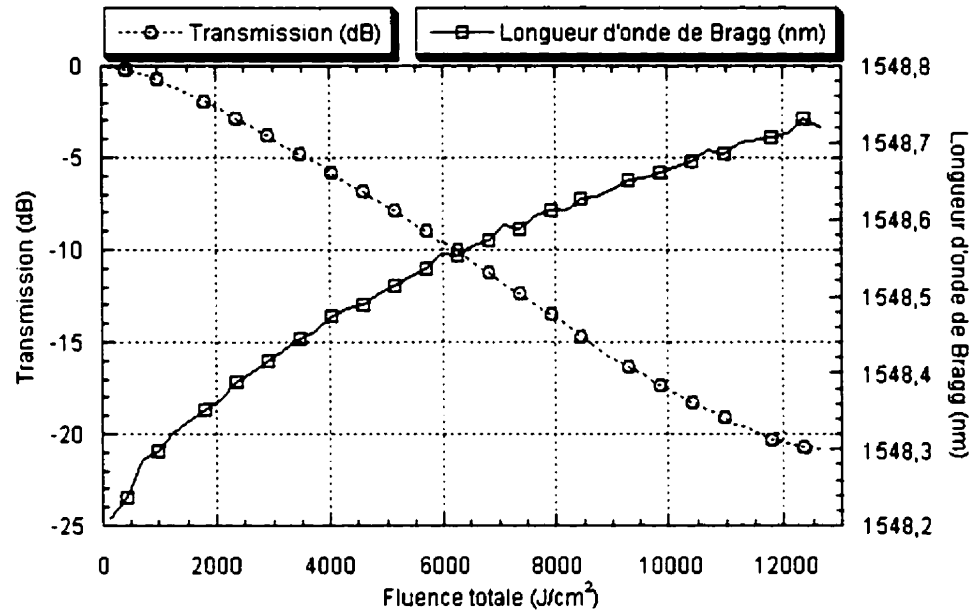


Figure 2.22 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction du temps dans la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm
Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm

Puisque la longueur d'onde se déplace vers les grandes longueurs d'ondes, nous pouvons confirmer que le réseau s'inscrivant dans la SMF28TM est un réseau de type I.

La Figure 2.23 nous montre l'évolution, en fonction du temps d'inscription, de la modulation d'indice et de l'indice moyen. L'augmentation de la modulation d'indice en fonction du temps d'inscription suit une loi de la forme [13] : $\Delta n_{\text{modulation}} \propto Ct^b$, avec $b=0,72$. L'indice moyen suit une loi de forme semblable, avec un exposant de 0,53. Comme les courbes ne sont pas identiques, nous posons l'hypothèse de la présence d'ordre 0 du masque de phase lors de l'inscription, ce qui augmente l'indice moyen indépendamment de la modulation d'indice.

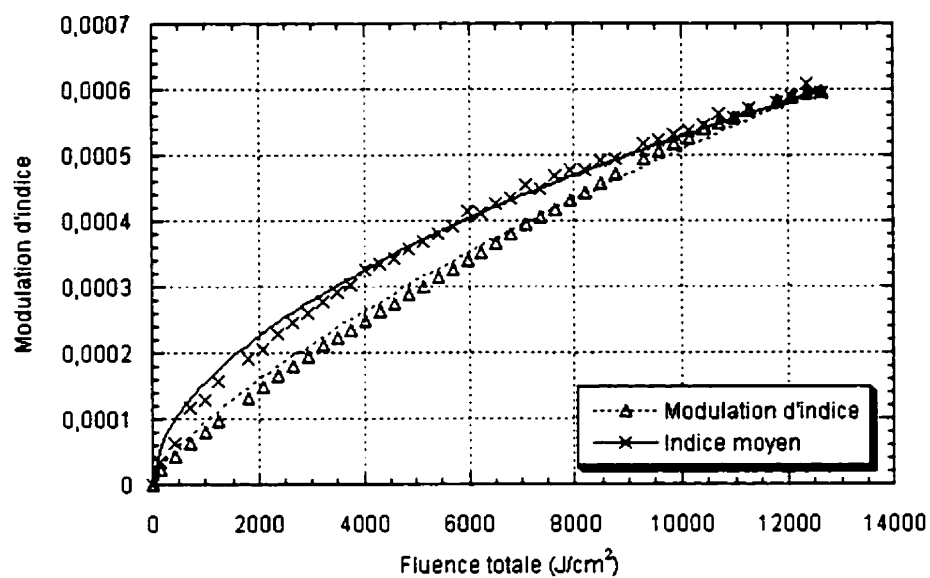


Figure 2.23 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence, pour la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm

Énergie : 1,2 mJ, Fente de sortie : 3 mm, Fréquence : 150 Hz, Longueur : 3 mm

Équation de la courbe de tendance de la modulation d'indice : $6,7 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,72}$

Équation de la courbe de tendance de l'indice moyen : $4,1 \times 10^{-6} \times \text{Fluence}^{0,53}$

2.4 Dynamique d'écriture des réseaux droits à 248 nm

2.4.1 Fibre PS1500™ non hydrogénée

2.4.1.1 Comparaison entre l'écriture à 193 nm et à 248 nm, pour une fibre non hydrogénée

La fibre PS1500™ non hydrogénée se comporte, à 193 nm et 248 nm, sensiblement de la même façon. Un réseau de type I apparaît, puis donne lieu à un réseau de type IIA. Nous présentons à la Figure 2.24 deux réseaux faits dans les mêmes conditions d'écriture, excepté pour la longueur d'onde d'écriture.

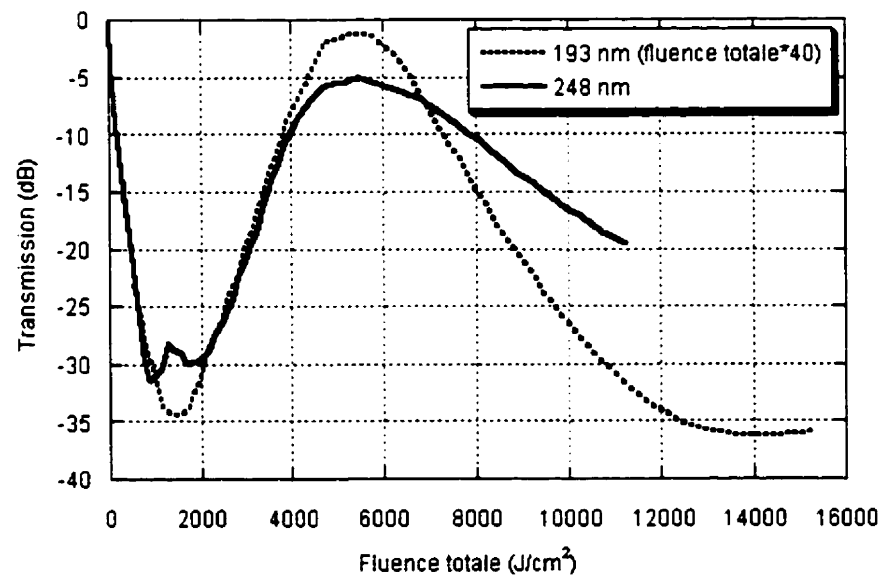
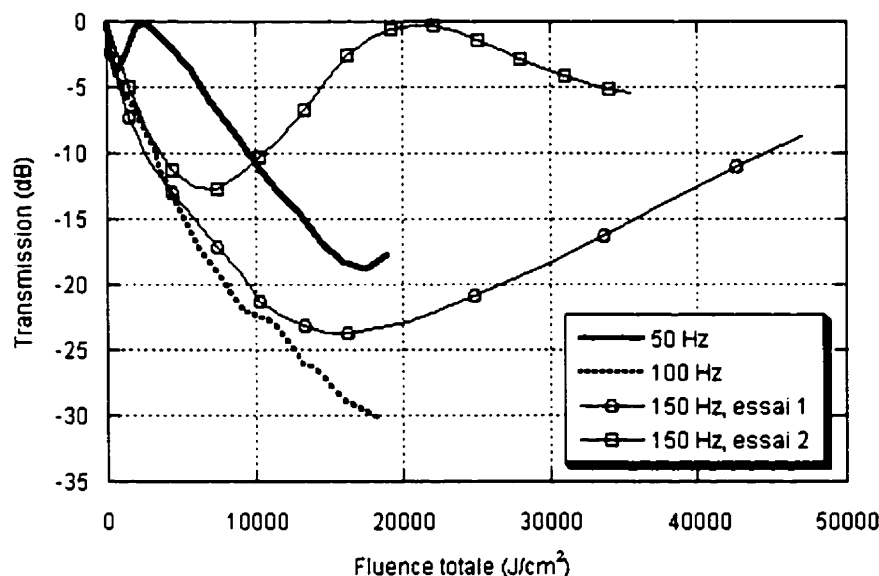


Figure 2.24 : Comparaison de l'écriture en fonction du temps pour deux réseaux inscrits dans la PS1500™ non hydrogénée
 Énergie : 8 mJ, Fente de sortie : 4 mm, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm,
 Longueurs d'onde : 193 nm et 248 nm

Comme la photosensibilité à 193 nm est beaucoup plus grande qu'à 248 nm, le réseau de type I, comme on le remarque sur la figure, s'écrit avec une fluence cumulative 40 fois plus faible à 193 nm qu'à 248 nm. Toutefois, on constate que le facteur multiplicatif entre les deux courbes de type IIA est différent de celui pour le type I. En effet, nous avons réussi à superposer exactement les deux courbes de type IIA avec un facteur de 90 au lieu de 40. Cela nous indique que le changement de longueur d'onde d'écriture n'influence pas de la même façon les deux types de réseaux puisqu'ils sont dus à des processus très différents : les défauts électroniques dans le cas du type I, et de la réorganisation structurale dans le cas du type IIA.

2.4.1.2 Dynamique d'écriture à 248 nm

Nous avons réalisé les mêmes études de dynamique d'écriture en fréquence et en énergie que pour la PS1500TM à 193 nm. Un graphique des différentes courbes de formation des réseaux pour une énergie de 9 mJ (soit 99 mJ/cm² par impulsion), et pour des fréquences de 50, 100 et 150 Hz est présenté à la Figure 2.25.



**Figure 2.25 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour quatre réseaux inscrits à 50, 100 et 150 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 248 nm.
Énergie : 9 mJ, Fréquences : 50, 100 et 150 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**

Nous pouvons constater plusieurs choses sur ce graphique. Tout d'abord, nous voyons que la descente du réseau de type I a la même tendance pour toutes les fréquences. Nous pouvons en conclure que pour le réseau de type I, le temps d'écriture est inversement proportionnel à la fréquence, tel que trouvé pour 193 nm à la section 2.3.1.2. En d'autres mots, pour le réseau de type I à 248 nm, la vitesse d'inscription est directement proportionnelle à la fluence absorbée par la fibre.

Toutefois, les transmissions ne nous permettent pas de faire une analyse aussi précise que celle à 193 nm. En effet, la transmission finale du réseau de type I n'est pas la même pour chaque courbe malgré une énergie par impulsion constante, et même parfois une fréquence constante (150 Hz), contrairement aux courbes de la section 2.3.1.2. De plus, on s'aperçoit qu'une transmission plus faible du réseau de type I est toujours accompagnée d'un temps d'effacement plus court de ce réseau. Nous obtenons le même

comportement à 12 mJ d'énergie par impulsion (131 mJ/cm^2 par impulsion). Les courbes obtenues sont présentées à la Figure 2.26.

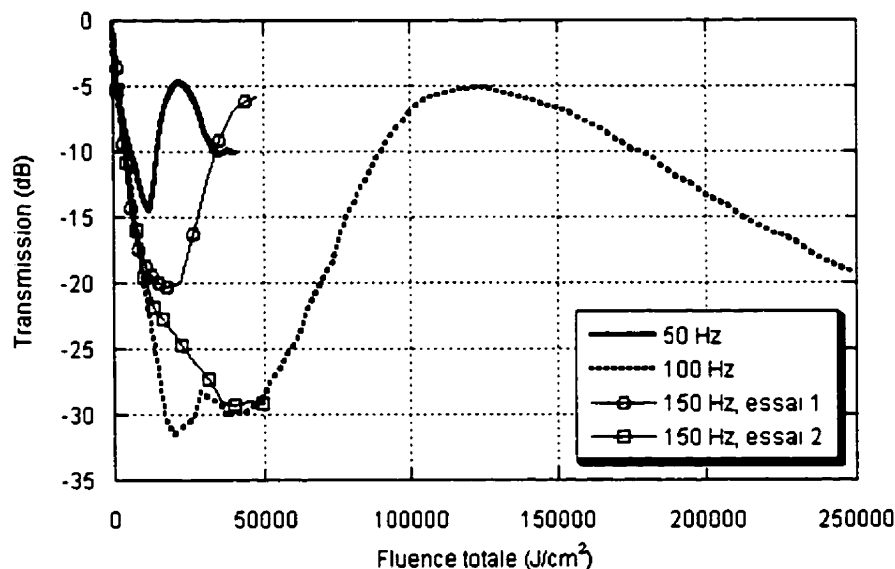


Figure 2.26 : Transmission en fonction de la fluence totale, pour quatre réseaux inscrits à 50, 100 et 150 Hz, dans la PS1500TM non hydrogénée à 248 nm. Énergie : 12 mJ, Fréquences : 50, 100 et 150 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6

Une explication à ce phénomène nous est proposée par Niay et al., rapportée dans [2] et confirmée par [15], selon laquelle l'application d'une tension dans la fibre limite la modulation du réseau de type I et accélère la formation d'un réseau de type IIA. C'est possiblement ce que l'on observe ici. Cette explication est confirmée par le fait que deux réseaux écrits exactement dans les mêmes conditions (soit à 150 Hz dans les deux figures), n'ont même pas la même transmission finale. Cet effet n'avait été observé qu'une seule fois lors de nos expériences à 193 nm. La tension, ou le mouvement de la longueur d'onde lors du relâchement de la tension, n'ayant pas été mesurée dans tous les cas, nous ne pouvons réaliser une étude à ce sujet avec les données recueillies.

2.4.2 Fibre PS1500TM hydrogénée

Nous avons par la suite mené des expériences avec la PS1500TM hydrogénée à 248 nm. On retrouve à la Figure 2.27 l'évolution du pic de réjection du réseau en fonction du temps. La densité d'énergie arrivant sur la fibre est de 115 mJ/cm².

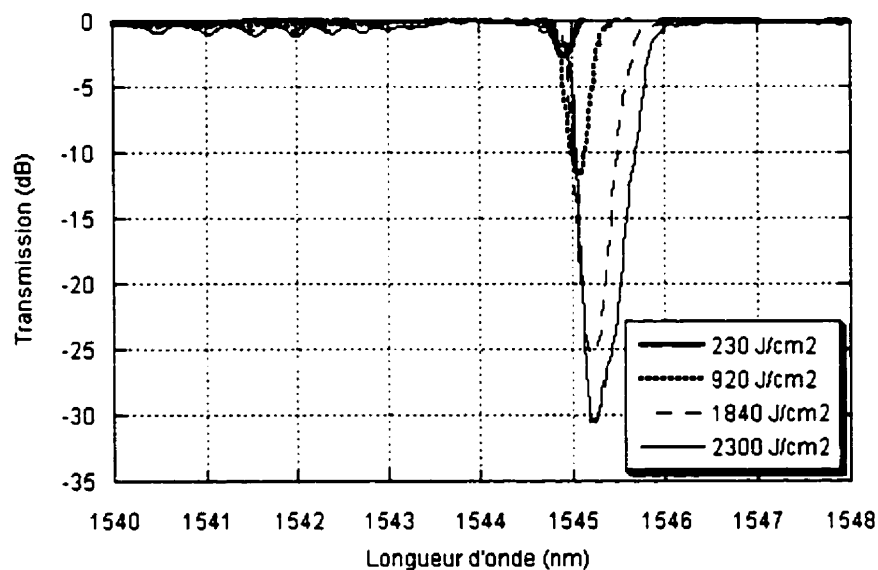


Figure 2.27 : Évolution du spectre d'un réseau inscrit dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 10.5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Fente : 4 mm

Si on observe ensuite le comportement de la modulation d'indice en fonction du temps pour ce réseau, à la Figure 2.28, nous obtenons encore une fois une modulation plus élevée que l'indice moyen, tel que vu à 193 nm.

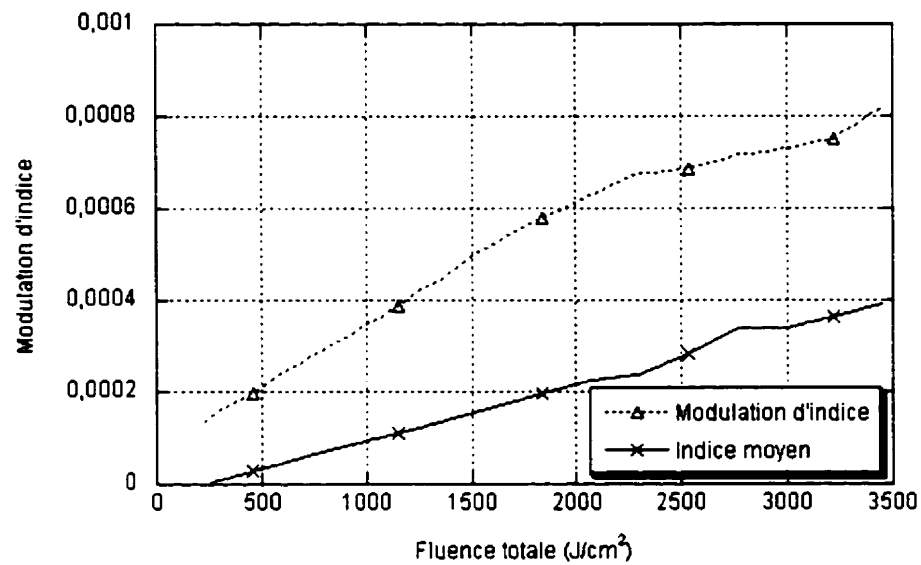


Figure 2.28 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction de la fluence, dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 10.5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Fente : 4 mm

2.4.2.1 Comparaison entre la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée

Nous avons déjà réalisé la comparaison entre la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée à 193 nm. Nous obtenions alors deux courbes de formes différentes. Nous comparons ici la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée, mais à 248 nm, à la Figure 2.29. La densité d'énergie arrivant sur chacune des fibres est de 88 mJ/cm² par impulsion.

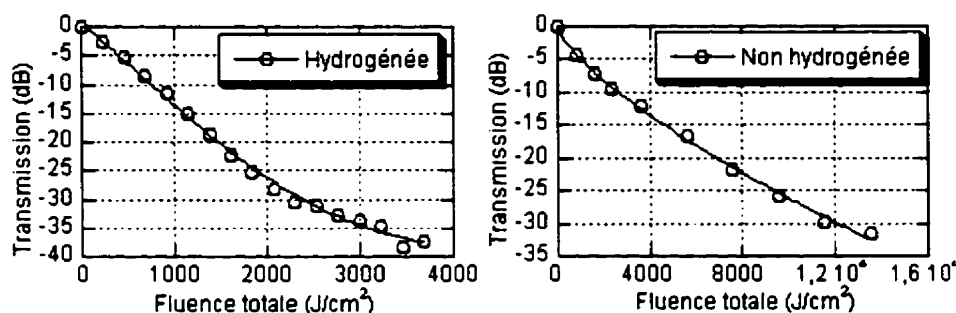


Figure 2.29 : Comparaison de la transmission en fonction de la fluence totale pour deux réseaux inscrits dans la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm

Si l'on considère les deux courbes séparément, on s'aperçoit qu'elles sont de formes différentes entre elles et qu'en plus, elles ont respectivement les mêmes allures qu'à 193 nm (la courbe hydrogénée de la Figure 2.29 a) a la même forme que la courbe hydrogénée de la Figure 2.18 a), idem pour la courbe non hydrogénée).

De même qu'à 193nm, au Tableau 2.2, nous avons réalisé le Tableau 2.3 reliant la fluence nécessaire à l'obtention de quelques transmissions typiques pour ces deux fibres à 248 nm.

Transmission (dB)	PS1500 hydrogénée à 248 nm (J/cm ²)	PS1500 non hydrogénée à 248 nm (J/cm ²)
-5	403	1010
-10	753	2648
-15	1105	4642
-20	1475	6909
-25	1887	9402
-30	2384	12092
-35	3090	14957

Tableau 2.3 : Fluences nécessaires à l'obtention de quelques transmission typiques pour la PS1500™ hydrogénée et non hydrogénée à 248 nm.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm.

On remarque que le réseau s'écrit de 2,5 à 5 fois plus vite dans la fibre hydrogénée que dans la fibre non hydrogénée. Nous nous garderons cependant de comparer plus avant

puisque nous avons vu que la modulation d'indice d'une fibre hydrogénée semble de forme carrée, donc de forme différente que dans la fibre non hydrogénée.

2.4.2.2 Comparaison entre l'écriture à 193 nm et 248 nm, pour une fibre hydrogénée

Comparons maintenant le comportement des réseaux de type I dans la fibre PS1500TM hydrogénée à 193 nm et 248 nm. Pour ce faire, nous avons reporté à la Figure 2.30 la transmission de deux réseaux écrits dans les mêmes conditions, dans de la fibre hydrogénée, mais à des longueurs d'onde d'écriture différentes. Il est à noter que nous avons dû multiplier la fluence totale à 193 nm par 450 pour arriver à une certaine concordance des courbes. Encore une fois, nous ne tirerons aucune conséquence de ce chiffre puisque nous ne sommes pas sûrs qu'il s'agit du même phénomène.

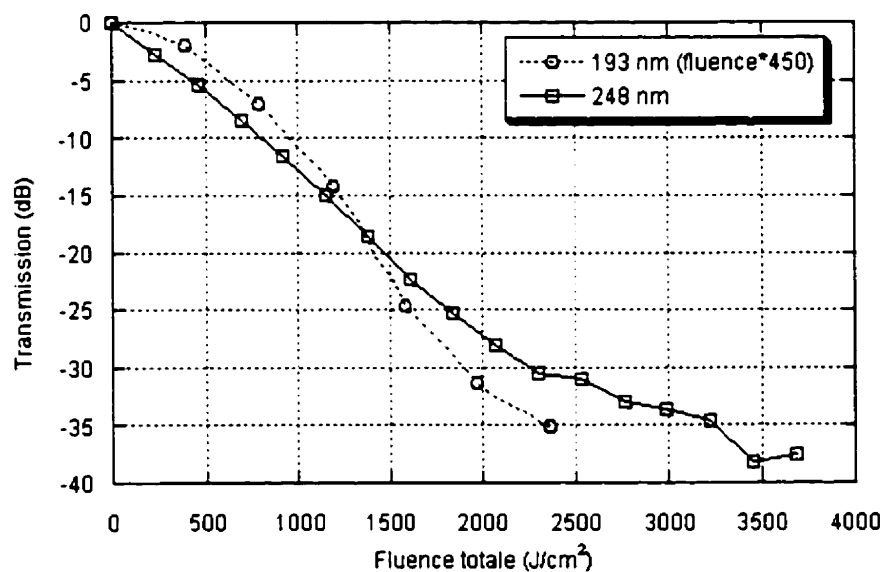


Figure 2.30 : Comparaison de l' transmission en fonction du temps pour deux réseaux inscrits dans la PS1500TM hydrogénée
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 10 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueurs d'onde : 193 nm et 248 nm

On voit que ces deux courbes ont la même tendance générale. Nous pourrions poser l'hypothèse que les différences entre les deux proviennent de mécanismes de photosensibilité différents entre les deux longueurs d'onde.

2.4.3 Fibre SMF28TM hydrogénée

Il est connu, et nous l'avons vérifié, qu'à 248 nm la photosensibilité de la SMF28TM est trop faible pour que l'on voie apparaître un réseau. C'est pourquoi nous ne discuterons ici que de la SMF28TM hydrogénée. La Figure 2.31 présente l'évolution du spectre d'un réseau écrit à 248 nm dans la SMF28TM hydrogénée, avec une énergie par impulsion de 8 mJ, donc une densité d'énergie par impulsion de 88 mJ/cm².

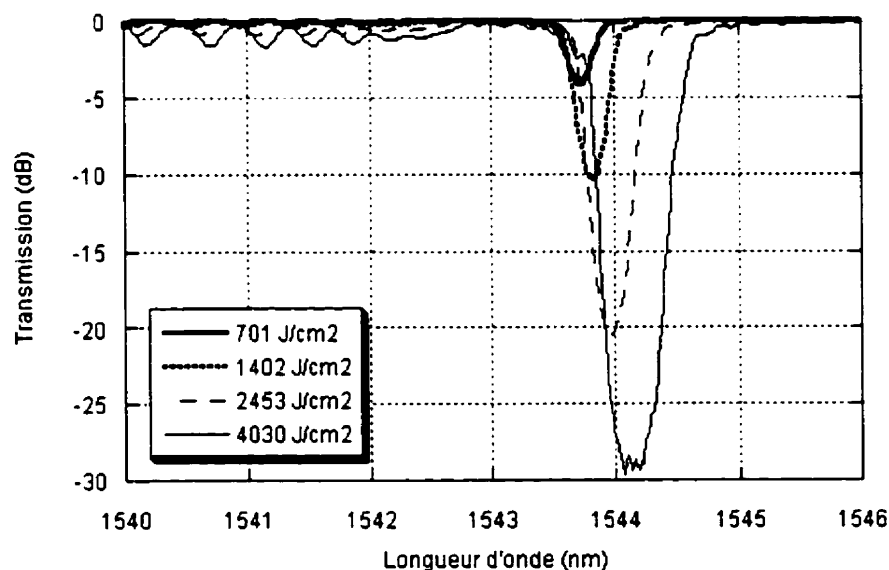


Figure 2.31 : Évolution du spectre d'un réseau écrit dans la SMF28TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm

La forme des courbes de transmission en fonction du temps, que l'on voit à la Figure 2.32, est exactement de la même forme pour la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm (section 2.3.3).

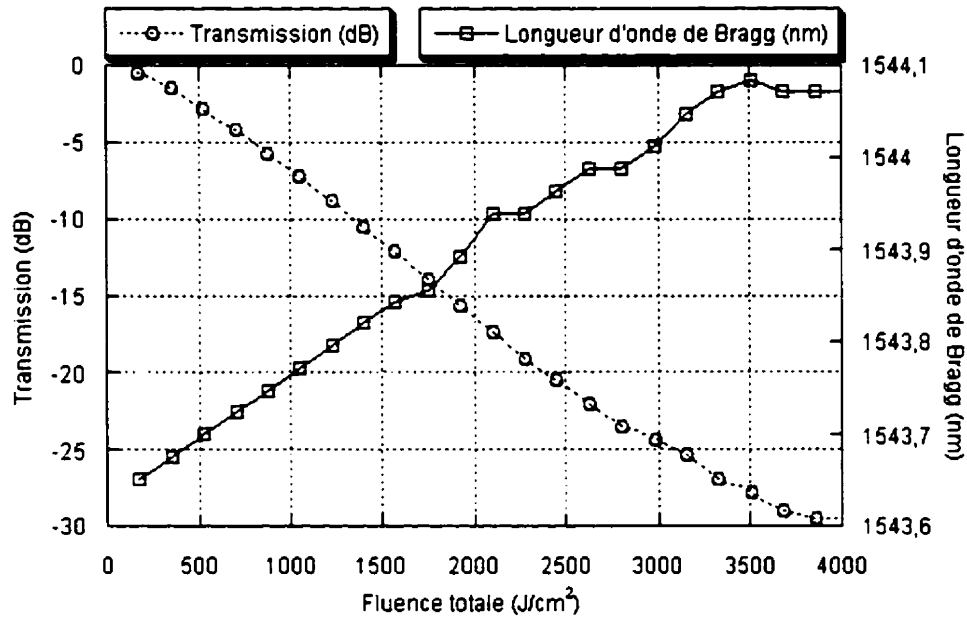


Figure 2.32 : Transmission et longueur d'onde centrale en fonction de la fluence totale dans la SMF28TM hydrogénée à 248 nm
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm

L'hydrogénation, dans la SMF28TM, ne semble pas avoir d'effet sur le régime de formation du réseau de type I, à cette énergie. De plus, on remarque que la SMF28TM non hydrogénée à 193 nm demeure plus photosensible que la SMF28TM hydrogénée à 248 nm.

On retrouve la variation d'indice moyen et de modulation d'indice en fonction du temps à la Figure 2.33. Ces deux variables respectent une loi de type $\Delta n_{\text{modulation}} \propto Ct^b$, où $b=0,77$ pour la modulation d'indice et $b=0,85$ pour l'indice moyen. Il semble que la modulation d'indice ait une légère tendance à dépasser l'indice moyen, mais l'effet est

beaucoup moins important que dans la PS1500TM, et peut être imputé possiblement à une légère erreur sur la longueur du réseau.

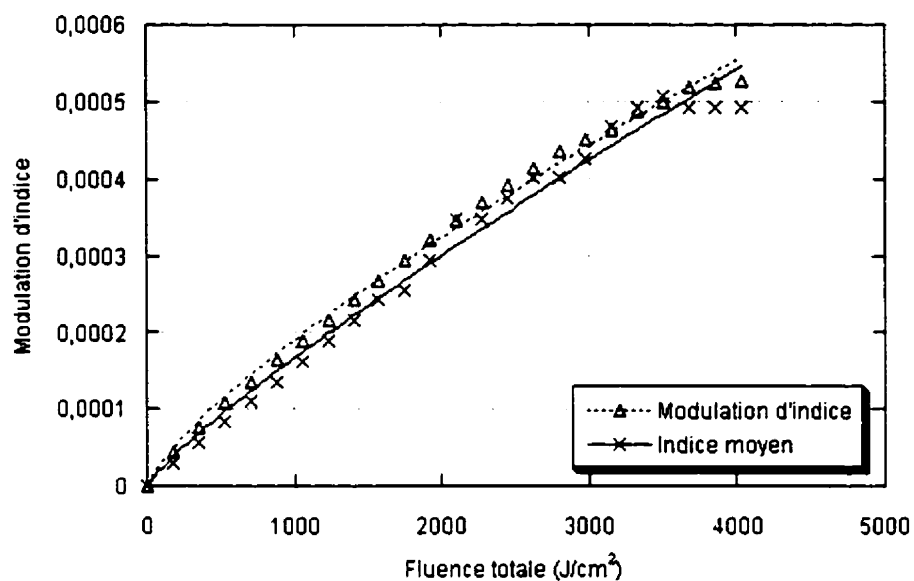


Figure 2.33 : Variation de l'indice moyen et de la modulation d'indice du réseau en fonction du temps, pour la SMF28TM hydrogénée à 248 nm.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Longueur : 3,6 mm, Longueur d'onde : 248 nm

Équation de la courbe de tendance de la modulation d'indice : $9 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,77}$

Équation de la courbe de tendance de l'indice moyen : $4,7 \times 10^{-7} \times \text{Fluence}^{0,85}$

2.5 Conclusion

Grâce à une étude de caractérisation du faisceau incident sur la fibre, nous avons obtenu deux types d'informations : la distribution spatiale du faisceau, ainsi que sa densité d'énergie. Cette étude nous a permis de déduire que le faisceau de notre laser ne suit pas les lois de l'optique gaussienne, et qu'il n'est pas cohérent.

Nous avons ensuite cherché à connaître les types de réseaux (types I, II et IIA) présents dans les fibres PS1500TM et SMF28TM. Dans la PS1500TM non hydrogénée, à 193 nm et 248 nm, nous retrouvons deux réseaux successifs : un réseau de type I, suivi d'un réseau de type IIA. Nous avons trouvé à 193 nm que la vitesse d'écriture des types I et IIA ne dépend que de la fluence totale cumulée sur la fibre. De plus, une augmentation de l'énergie incidente entraîne l'augmentation de la transmission du réseau de type I. Cela nous a permis de conclure à un processus d'absorption à un photon. Dans la SMF28TM, seul un réseau de type I s'inscrit.

En ce qui concerne les différences entre les dynamiques d'écriture à 193 nm et 248 nm, nous avons remarqué que pour la PS1500TM et la SMF28TM, la photosensibilité à 193 nm est plus grande qu'à 248 nm. De plus, pour la PS1500TM, le changement de longueur d'onde d'écriture n'influe pas de la même façon sur les vitesses d'écriture des types I et IIA. À 248 nm, nous avons aussi constaté qualitativement l'effet important de la tension dans la fibre sur la transmission du réseau de type I et son temps d'effacement.

L'hydrogénation a aussi un effet non négligeable sur le processus de formation des réseaux dans les fibres. Pour la PS1500TM, outre le fait que la vitesse d'écriture est augmentée, nous avons remarqué que la transmission et la modulation d'indice en fonction du temps ont des comportements différents une fois la fibre hydrogénée, et ce à 193 nm et 248 nm. Nous en avons déduit que les mécanismes de photosensibilité sont différents entre la fibre hydrogénée et non hydrogénée. En outre, dans toutes nos fibres hydrogénées, la modulation d'indice est plus grande que l'indice moyen, ce qui pourrait

être dû à une forme non sinusoïdale de la modulation. Dans le cas de la SMF28TM, nous avons remarqué que non hydrogénée à 193 nm, elle demeure plus photosensible qu'hydrogénée à 248 nm. De plus, à l'énergie utilisée pour nos expériences, l'hydrogénation de la SMF28TM n'avait pas d'effet notable sur le régime de formation du réseau de type I.

Maintenant que les comportements des fibres PS1500TM et SMF28TM, hydrogénées et non hydrogénées, à 193 nm et 248 nm, sont bien caractérisés, nous pourrions y inscrire des réseaux à angle. Les différentes conclusions exposées dans ce chapitre seront utiles lors de l'analyse des réponses spectrales des réseaux à angle.

Chapitre III

Réseaux à angle

3.0 Introduction

Au Chapitre II, nous avons discuté des réseaux droits et de leur dynamique de formation. Cette caractérisation nous permet de suivre le comportement en écriture des réseaux à angle. Le but de ce chapitre est de caractériser les réseaux à angle pour la fabrication de convertisseurs de modes dans les différentes fibres étudiées précédemment.

Nous débutons par l'identification des modes de gaine présents dans les réseaux droits, ainsi que dans les réseaux à angle. Nous discutons ensuite de l'effet de l'angle sur l'isolation des modes et mettons en évidence le phénomène de réfraction du faisceau UV ayant une influence sur l'angle réel du réseau dans la fibre. Par la suite, nous traitons de l'évolution de la longueur d'onde de couplage en fonction de l'angle. Enfin, nous comparons les différents convertisseurs de modes obtenus et discutons de deux applications.

3.1 Identification des modes de gaine pour un réseau droit

Nous avons démontré dans la partie théorique qu'afin d'obtenir un convertisseur de modes, il faut diminuer la réflexion de Bragg de LP_{01} vers lui-même tout en maximisant le couplage dans les modes de gaine et de radiation, pour une fibre unimodale. Pour une fibre bimodale, nous aurons la même situation, additionnée d'un couplage augmenté vers le deuxième mode de cœur LP_{11} . Il est possible de réaliser la conversion de modes en induisant un angle dans un réseau de Bragg. Comme nous l'avons vu au Chapitre I, l'angle permet le couplage du mode fondamental dans les modes de gaine de la fibre. Dans la SMF28TM, un seul mode est supporté par le cœur à une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de coupure : le mode LP_{01} . Si cette longueur d'onde de coupure de LP_{11} est calculée thoriquement, nous trouvons une valeur de 1340 nm. Le fabricant cependant, a déterminé expérimentalement une longueur d'onde de coupure de 1260 nm. Enfin, comme notre fibre est dégainée, nous avons une géométrie où le modèle à trois couches s'applique et donc un couplage dans les modes discrets de gaine guidés par l'interface gaine-air.

À 0 degré, le spectre d'un réseau n'est pas exempt de modes de gaine. Effectivement, nous avons vu, grâce à la théorie des modes couplés, qu'une perturbation d'indice dont la symétrie respecte celle de la fibre entraîne le couplage du mode fondamental dans les modes de nombre azimutal 0. C'est ce que l'on constate à la Figure 3.1, pour la SMF28TM hydrogénée. Ce réseau a été écrit avec une densité d'énergie de 84 mJ/cm² et une fluence totale de 2456 J/cm² (énergie par impulsion 8 mJ, fréquence 100 Hz, longueur 3,75 mm et fente de 4 mm). Par simulation, nous avons pu identifier les modes de gaine présents de type LP_{0n} . Les modes LP_{03} et LP_{02} ont une contribution trop faible pour ressortir sur le graphique. Mentionnons que la modulation d'indice utilisée dans les simulations est la modulation « pic-à-pic », c'est-à-dire que l'indice moyen est le résultat de l'addition du saut d'indice de la fibre et de la moitié de la modulation d'indice.

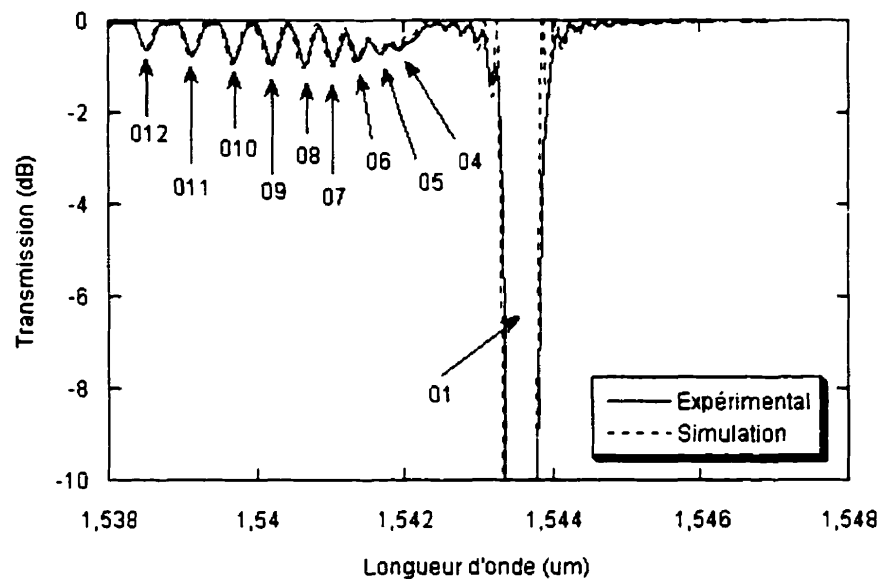


Figure 3.1 : Identification des modes de gaine pour un réseau droit dans la SMF28TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,00485 et une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00 105.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

À la Figure 3.2 est représenté le spectre d'un réseau droit écrit dans la PS1500TM non hydrogénée, à 193nm, avec une densité d'énergie de 88 mJ/cm² et une fluence totale de 300J/cm². On y retrouve les mêmes modes que pour la SMF28TM. Notons que les pics des modes LP₀₁₄ à LP₀₁₂ ont été simulés pour montrer leur emplacement, malgré le fait que la plage de lecture de notre analyseur de spectre ne soit pas assez étendue.

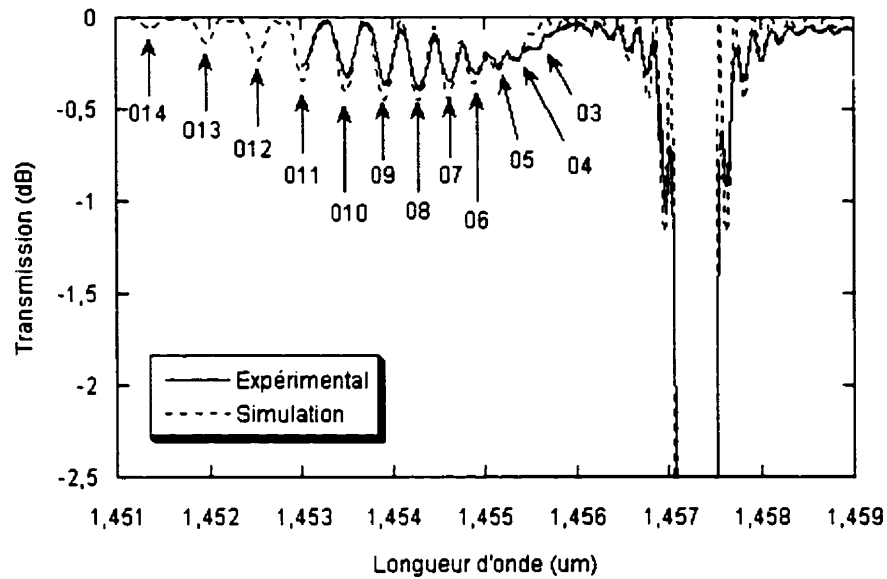


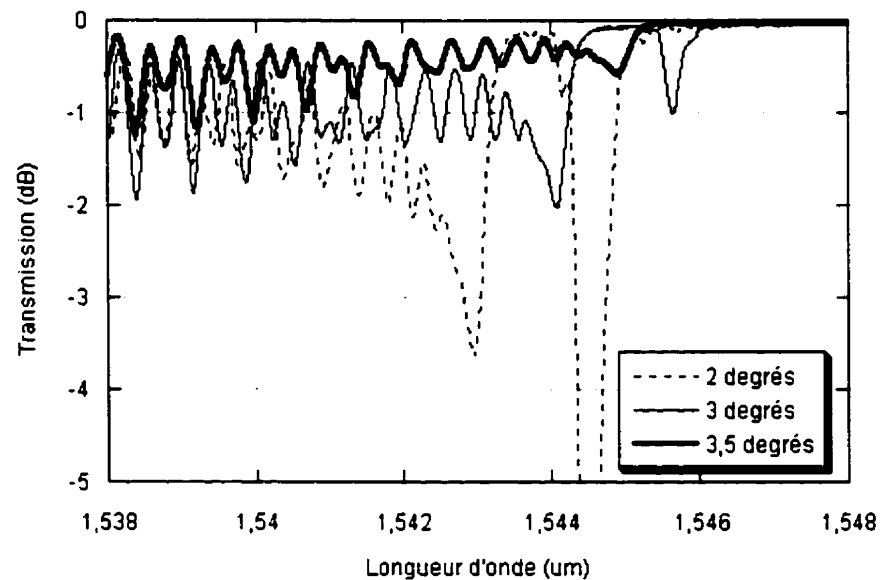
Figure 3.2 : Identification des modes de gaine pour un réseau droit écrit dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0057 et une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00 078.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

Nous avons remarqué lors de ces simulations que plus la fibre a un saut d'indice élevé entre le cœur et la gaine, plus les modes de gaine sont éloignés du pic de couplage LP_{01}/LP_{01} . En effet, plus la différence entre l'indice effectif du mode de cœur et celui des modes de gaine est grand, plus l'écart entre les modes de gaine et le ou les modes de cœur est important.

3.2 Effet de l'angle sur le spectre d'un réseau

Nous voyons à la Figure 3.3 l'évolution du spectre d'un réseau, écrit dans la SMF28TM, en fonction de l'angle du goniomètre. Chaque spectre a été obtenu après une fluence cumulative de 3785 J/cm². Plusieurs éléments importants ressortent de cette figure. Nous y constatons que plus l'angle augmente, plus le couplage de LP₀₁ vers lui-même diminue au profit des modes de gaine, ce que nous avons prévu dans la théorie. De plus, des modes de nombre azimutal impair apparaissent, puisque la symétrie circulaire est brisée. En outre, on voit que plus l'angle augmente, plus l'isolation des pics diminue pour une même modulation d'indice. Nous relierons ceci à la variation des coefficients de couplage en fonction de l'angle, à la section 3.3. Enfin, plus l'angle augmente, plus les longueurs d'onde de couplage pour chacun des modes augmente. Nous étudierons cette variation à la section 3.4. Nous constaterons en outre que la fibre PS1500TM, qu'elle soit hydrogénée ou on, présente le même type de comportement.



**Figure 3.3 : Évolution du spectre d'un réseau en fonction de l'angle du goniomètre, dans la SMF28TM hydrogénée à 248nm. Ces réseaux ont une modulation d'indice sinusoïdale « pic à pic » de 0,00105, pour une fibre dont le saut d'indice est de 0,0051.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm**

Nous avons voulu simuler ces réseaux avec le programme de simulation SimFibres 2.3.8, logiciel développé au Laboratoire des Fibres Optiques. Nous nous sommes tout d'abord uniquement concentrés sur la simulation de la forme du spectre, et non du décalage des longueurs d'onde. Ce faisant, nous nous sommes aperçu que l'angle nécessaire pour simuler adéquatement les réseaux à angle de la Figure 3.3 était plus grand que celui lu sur le goniomètre. Ceci s'est reproduit lors des simulations dans la PS1500TM hydrogénée et non hydrogénée. Ainsi, au lieu d'utiliser, pour les simulations, les angles du goniomètre (tels que ceux à la Figure 3.3), nous trouvions plutôt les angles se trouvant au Tableau 3.1.

Fibre	Angle du goniomètre	Angle simulé
SMF28 Hydrogénée 248nm	0,00	0,00
"	1,00	1,44
"	1,91	2,65
"	3,00	4,24
"	3,50	5,10
"	4,00	5,71
PS1500 Non hydrogénée 193nm	0,21	0,30
"	1,61	2,30
"	2,21	3,25
"	2,46	4,00
PS1500 Hydrogénée 248nm	0,00	0,00
"	1,00	1,36
"	2,50	3,75
"	3,58	5,10

Tableau 3.1 : Angle de simulation requis pour simuler correctement les spectres, par rapport à l'angle expérimental du goniomètre.

En première approximation, ceci peut s'expliquer par un phénomène de réfraction du rayon incident sur la fibre. Le rayon subit une inclinaison en entrant dans la fibre à cause de l'interface air-gaine, tel que représenté à la Figure 3.4.

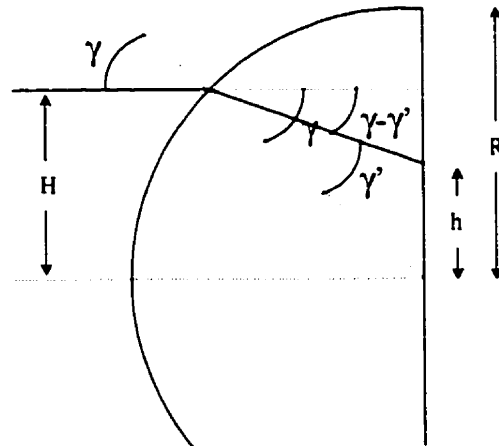


Figure 3.4 : Rayon arrivant dans la fibre

La loi de Snell-Descartes nous permet tout d'abord d'écrire

$$\sin \gamma = n \sin \gamma' = \frac{H}{R} \quad (3.1)$$

où n est l'indice de réfraction de la gaine en silice. Nous cherchons à trouver h , le point d'arrivée du faisceau UV dans la fibre. Par géométrie, nous trouvons qu'il peut être exprimé comme

$$h = H - \sqrt{R^2 - H^2} \tan(\gamma - \gamma'). \quad (3.2)$$

Puisque

$$\sin \gamma' = \frac{H}{nR}, \quad \cos \gamma' = \sqrt{1 - \frac{H^2}{n^2 R^2}} \quad (3.3)$$

on trouve

$$\tan \gamma = \frac{H}{\sqrt{R^2 - H^2}}, \quad \tan \gamma' = \frac{H}{\sqrt{n^2 R^2 - H^2}} \quad (3.4)$$

d'où

$$\tan(\gamma - \gamma') = \frac{\tan \gamma - \tan \gamma'}{1 + \tan \gamma \tan \gamma'} = \frac{H(\sqrt{n^2 R^2 - H^2} - \sqrt{R^2 - H^2})}{H^2 + \sqrt{n^2 R^2 - H^2} \sqrt{R^2 - H^2}} \quad (3.5)$$

En remplaçant (3.5) dans (3.2), nous obtenons l'expression de h :

$$h = \frac{HR^2}{H^2 + \sqrt{n^2 R^2 - H^2} \sqrt{R^2 - H^2}} \quad (3.6)$$

L'influence de cette réfraction du rayon UV dans la fibre a un impact direct sur l'angle du réseau qui y sera inscrit. En effet, à la Figure 3.5, on constate que le rayon n'arrive pas au point P tel que prévu par l'angle θ du masque de phase, mais arrive plutôt au

point Q, à cause de la réfraction. Ainsi, c'est plutôt un réseau d'angle θ' qui s'inscrit dans la fibre.

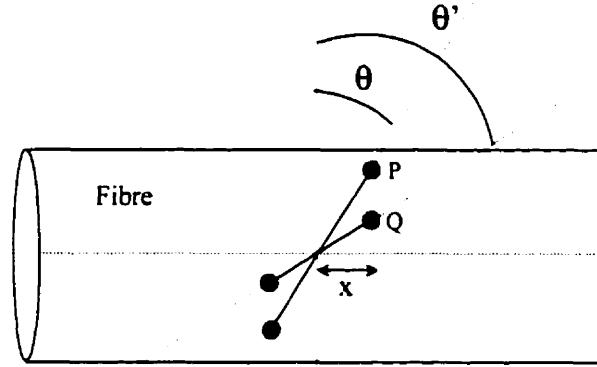


Figure 3.5 : Influence de la réfraction sur l'angle réel du réseau dans la fibre

Cela explique pourquoi nos réseaux ont un angle plus grand que celui inscrit sur le goniomètre.

Trouvons maintenant la relation entre θ et θ' , afin de quantifier la relation entre nos angles expérimentaux et simulés. Nous avons

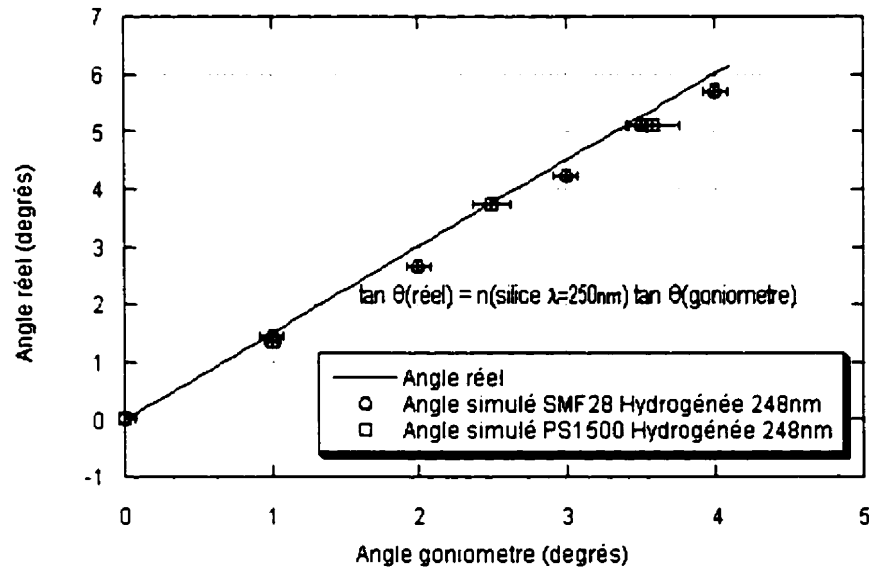
$$\tan \theta = \frac{x}{H}, \quad \tan \theta' = \frac{x}{h}. \quad (3.7)$$

Ainsi, en se servant de l'équation de h (3.6) et en faisant l'approximation paraxiale que $H \ll R$ (cœur beaucoup plus petit que la gaine), on trouve que

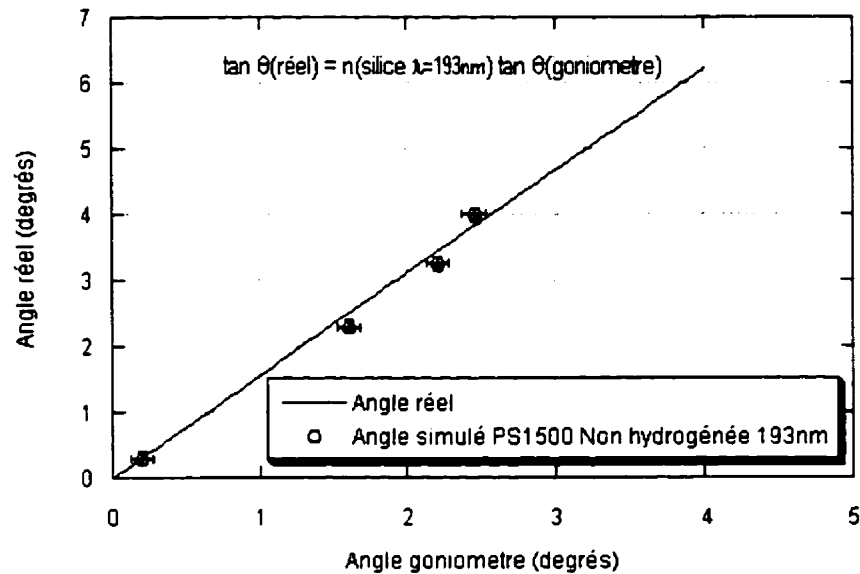
$$\tan \theta' = \tan \theta \frac{H}{h} = \tan \theta \left(\frac{\sqrt{n^2 R^2 - H^2} \sqrt{R^2 - H^2} + H^2}{R^2} \right) \equiv n \tan \theta \quad (3.8)$$

On remarque la loi tient compte la longueur d'onde d'écriture du réseau par le biais de l'indice de la silice.

On retrouve aux Figures 3.6 et 3.7 suivantes la preuve que cette loi s'applique bien à notre cas, autant pour une écriture à 248 nm qu'à 193 nm. Nous avons réalisé deux figures puisque l'indice de la silice change selon la longueur d'onde du faisceau d'écriture. Après y avoir reporté la loi (3.8) reliant θ' , l'angle réel, à θ , l'angle du goniomètre, nous avons ajouté les points du Tableau 3.1 correspondants aux angles trouvés par simulation. L'incertitude sur les angles expérimentaux et simulés est de 0,1 degré. Nous voyons que l'angle de simulation concorde quasi parfaitement avec l'angle réel calculé.



**Figure 3.6 : Relation entre l'angle du goniomètre et l'angle réel du réseau inscrit dans la fibre.
Validation de la loi (3.8) à 248nm par des simulations**



**Figure 3.7 : Relation entre l'angle du goniomètre et l'angle réel du réseau inscrit dans la fibre.
Validation de la loi (3.8) à 193nm par des simulations.**

Nous avons mentionné au début de ce calcul qu'il est une première approximation. Quelques facteurs ont été négligés. En effet, le faisceau sortant du masque de phase fait un angle horizontal par rapport au masque, causé par la diffraction du masque, et cet angle dépend de la longueur d'onde du faisceau. De plus, comme le plan d'incidence des deux faisceaux du même ordre diffractés ne contient pas l'axe de la fibre, nous devrions résoudre un problème à trois dimensions. Toutefois, comme nous l'avons vu, la loi de la tangente représente adéquatement les données, donc cette loi est une bonne approximation.

Dorénavant, nous n'utiliserons donc plus l'angle du goniomètre pour représenter notre angle expérimental. Nous utiliserons plutôt l'angle réel, calculé grâce à la loi de la tangente, ou l'angle de simulation qui, nous l'avons vu, est très près de l'angle réel.

On remarque à la Figure 3.6 que les angles simulés ont une tendance générale à être plus faibles que les angles réels calculés attendus. Ceci nous amène à discuter d'un problème

rencontré dans les simulations pour les fibres hydrogénées avec nos spectres expérimentaux. En effet, pour un même angle du goniomètre, si on veut simuler les spectres expérimentaux à des temps différents, on doit changer le saut d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre, et non pas seulement l'amplitude de la modulation d'indice. La modification du saut d'indice modifie l'écartement entre les pics LP_{01} et LP_{11} . Comme on doit augmenter le saut d'indice, les coefficients de couplage changent, et par le fait même les isolations respectives des modes. Afin de compenser ce changement d'isolations, nous devons alors changer l'angle. En résumé, dans nos fibres hydrogénées, il semble que l'angle dans la fibre change en fonction du temps.

En réponse à cela, nous proposons l'hypothèse d'une absorption plus forte du rayon UV du côté du cœur face au rayon. Le côté le plus éloigné du rayon aurait alors un indice plus faible que le côté où le rayon frappe en premier. Cela créerait alors une asymétrie du changement d'indice perpendiculairement à l'axe de la fibre. Cette asymétrie changerait en fonction du temps puisque l'absorption finirait par se faire sur toute la fibre au fur et à mesure de l'inscription. Cette asymétrie viendrait se combiner à l'angle inscrit selon l'axe de la fibre, expliquant possiblement ce changement de nos données expérimentales en fonction du temps.

Il est important de mentionner que l'effet de cette asymétrie sur le spectre d'un réseau à angle a été étudié par Johlen et *al.* [18, 19]. En écrivant des réseaux à angle dans une fibre unimodale préalablement irradiée à l'UV pour en augmenter l'indice, ils ont observé une conversion de LP_{01} dans les modes LP_{11} pairs et impairs. Ceux-ci se reflètent dans le spectre par deux pics bien distincts, et seraient causés par cette asymétrie qui briserait la dégénérescence des deux modes LP_{11} . De plus, ils ont remarqué que l'asymétrie induit une déformation des modes [20].

Nous n'avons pas remarqué, dans nos expériences, de couplage vers deux modes LP_{11} distincts. Toutefois, les articles précédents démontrent l'importance d'une asymétrie de l'indice combinée à un réseau à angle. Il serait donc possible que l'absorption

préférentielle de l'UV d'un côté de la fibre ait une influence sur nos spectres. Ceci impliquerait que les angles simulés que nous avons trouvés pour nos fibres hydrogénées sont peut-être biaisés. Cela créerait alors une erreur dans l'angle simulé qui pourrait expliquer la tendance générale des angles simulés de la Figure 3.6 à être plus faibles que ceux attendus.

3.3 Isolation en fonction de l'angle

3.3.1 SMF28TM hydrogénée à 248nm

Nous avons constaté à la section précédente que l'angle d'un réseau a deux types d'influence sur l'isolation des modes. Tout d'abord, le couplage du mode LP₀₁ vers lui-même devient progressivement moins important, au fur et à mesure que l'angle augmente, alors que le couplage dans les modes de gaine prend de l'importance. Ensuite, nous avons constaté que l'isolation de tous les pics diminue, pour une même modulation d'indice, avec l'angle. Nous verrons dans cette section que ces deux comportements proviennent de la variation des coefficients de couplage en fonction de l'angle du réseau.

L'angle dans un réseau permet le couplage du mode fondamental dans tous les modes de gaine, peu importe leur nombre azimutal. À la Figure 3.8, on retrouve le spectre expérimental d'un réseau d'angle réel de 5,1 degrés, écrit dans la SMF28TM hydrogénée, et la simulation correspondante. Ce spectre expérimental a été obtenu avec une densité d'énergie de 84 mJ/cm² après une fluence cumulative de 3785 J/cm².

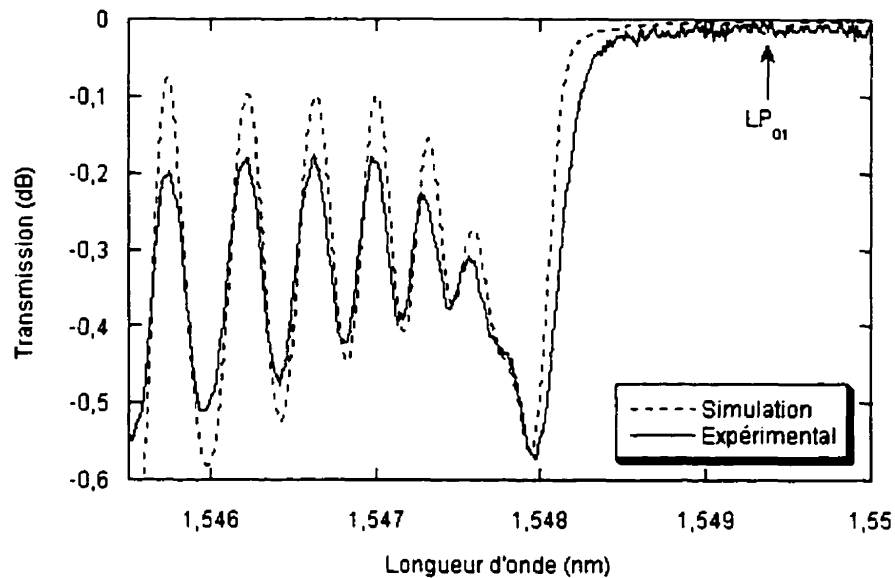


Figure 3.8 : Spectre d'un réseau à 5,1 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la SMF28™ hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

Un saut d'indice de $5,1 \times 10^{-3}$ a été nécessaire afin de faire concorder les longueurs d'onde à 0 degré. Afin de vérifier cette valeur, nous avons réalisé un profil d'indice de la fibre une fois qu'elle a été exposée à l'ultraviolet 3 minutes et 6,5 minutes, dans des conditions semblables à celles lors de l'écriture des réseaux. Nous avons obtenu un saut d'indice entre le cœur et la gaine de $(5,6 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ pour la fibre exposée 3 minutes (fluence cumulative de 2174 J/cm^2) et de $(5,9 \pm 0,1) \times 10^{-3}$ pour celle exposée 6,5 minutes (fluence cumulative de 4710 J/cm^2). Ceci nous permet de juger que l'ordre de grandeur de la modulation et du saut d'indice simulés est juste.

Nous avons réalisé des simulations pour plusieurs angles de réseaux. Nous avons constaté que l'ordre des modes de gaine, en partant du pic $\text{LP}_{01}/\text{LP}_{01}$ et en se dirigeant vers les courtes longueurs d'onde, est toujours le même en fonction de l'angle. En effet, les modes de même nombre azimutal respectent l'ordre avec lequel leur fréquence de

coupure est atteinte, pour tout angle. À la Figure 3.9, on a décomposé la simulation de la Figure 3.8 en l'ensemble des modes de gaine présents. Les modes identifiés sur le spectre sont ceux dont la contribution à l'isolation est suffisante pour être apparents. Le pic principal de couplage dans les modes de gaine, tout à droite du graphique, est décomposé à la Figure 3.10.

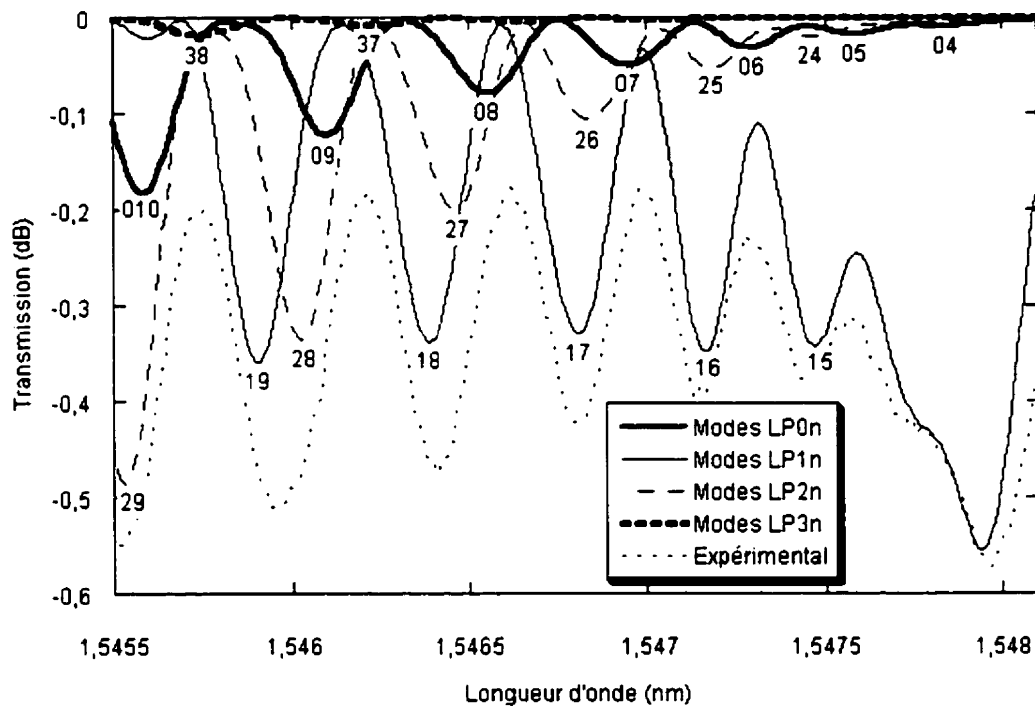


Figure 3.9 : Identification des modes de gaine pour le réseau d'angle 5,1 degrés inscrit dans la SMF28™ hydrogénée à 248 nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

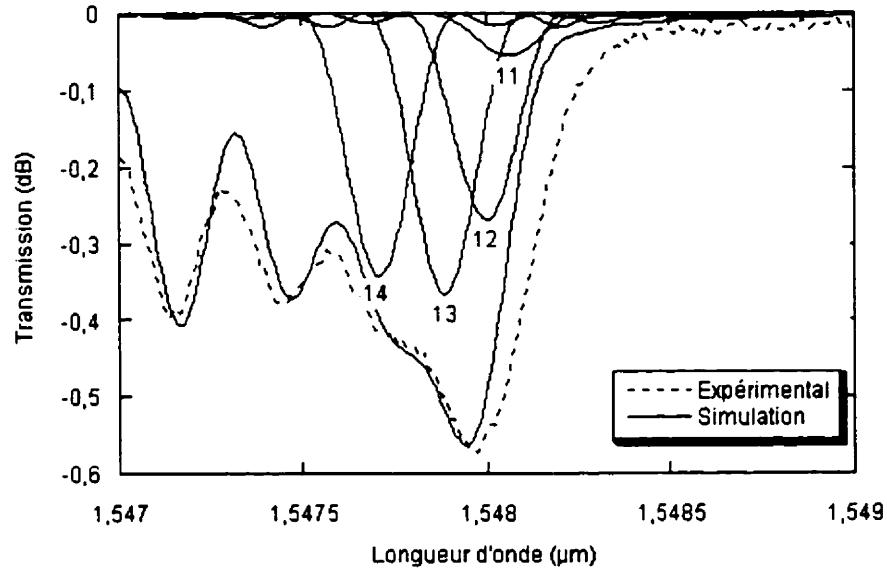


Figure 3.10 : Identification des modes de gaine LP_{1n} pour un réseau d'angle 5,1 degrés photo inscrit dans la SMF28TM hydrogénée à 248 nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

Plusieurs conclusions importantes peuvent être tirées des Figures 3.9 et 3.10. Nos simulations confirment que le couplage se produit simultanément dans des modes de tous nombres azimutaux. Le couplage dans les modes LP_{1n} jusqu'à LP_{19} surpasse celui vers les modes LP_{0n} et LP_{2n} . Passé LP_{19} , ce sont les modes LP_{2n} qui ont une influence majeure sur les modes de gaine. À prime abord, nous pensions que le premier pic des modes de gaine n'était constitué que du mode LP_{11} . Cela aurait été le cas si la fibre avait été bimodale. Comme elle est unimodale, il s'avère qu'il est plutôt composé des quatre premiers modes LP_{1n} : LP_{11} en faible partie, et LP_{12} , LP_{13} et LP_{14} en plus grande partie. Les taux de conversion de LP_{01} dans ces modes peuvent être déduits des coefficients de couplage. En effet, si l'on se réfère aux équations (1.9),

$$C''_{\alpha,\alpha'} = \sigma(z) + 2\kappa(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi(z \cos \theta) \right] \quad (1.9)$$

où

$$\sigma(z) = \frac{\omega n_{co}}{2} \overline{\partial n_{co}}(z \cos \theta) \int_{A_{coeur}} e_{\alpha}^{*i}(x, y) \cdot e_{\alpha}^j(x, y) dA$$

$$\kappa(z, \theta) = \frac{s}{2} \frac{\omega n_{co}}{2} \overline{\partial n_{co}}(z \cos \theta) \int_{A_{coeur}} \exp(\pm i \frac{2\pi}{\Lambda} x \tan \theta) e_{\alpha}^{*i}(x, y) \cdot e_{\alpha}^j(x, y) dA$$

on constate que le coefficient de couplage varie selon l'angle par le terme $\kappa(z, \theta)$. Le coefficient varie aussi selon les modes couplés, c'est-à-dire qu'il en sera différent pour le couplage LP₀₁/LP₀₁ ou LP₀₁/LP₁₁ car les champs des modes entrant dans les intégrales sont alors différents. On retrouve à la Figure 3.11 le graphique des coefficients de couplage théoriques en fonction de l'angle pour les couplages de LP₀₁ vers lui-même et vers les modes LP_{1m} mentionnés plus tôt, en fonction de l'angle du réseau. Ce graphique a été obtenu avec les mêmes paramètres d'indice moyen (0,0051) et de modulation d'indice (0,00105) que pour les simulations réalisées précédemment, et ont été calculés pour une longueur d'onde de couplage de 1550 nm. On remarque que le couplage de LP₀₁ vers lui-même est nul à 5,29 degrés.

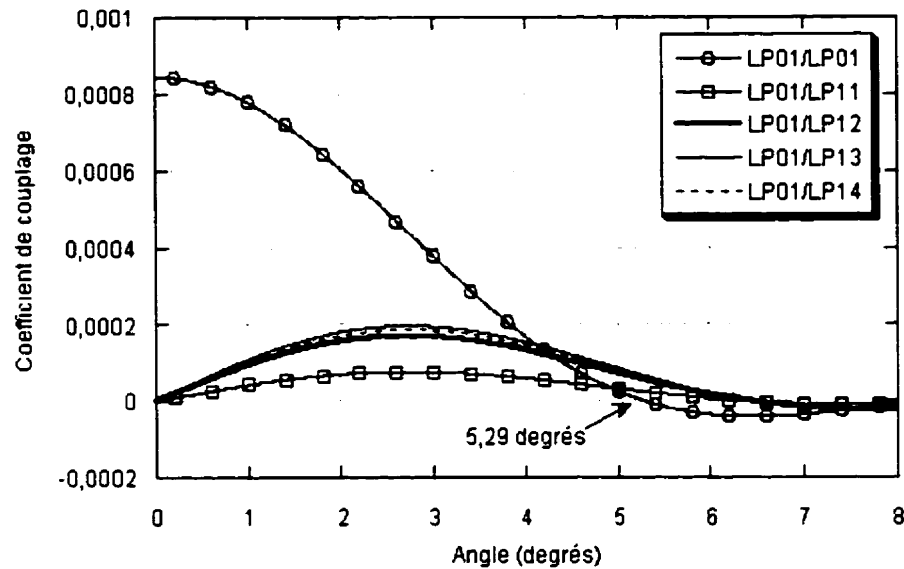


Figure 3.11 : Coefficients de couplage du mode LP_{01} vers lui-même et les quatre premiers modes LP_{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à 1550 nm, avec un saut d'indice de 0,0051 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la SMF28TM hydrogénée.

Le couplage varie périodiquement à cause du terme en cosinus présent dans l'expression du coefficient de couplage. On voit sur ce graphique que le couplage du mode LP_{01} vers lui-même diminue avec l'angle jusqu'à 5,29 degrés puis réaugmente. De plus, on voit sur ce graphique que l'isolation des modes LP_{1n} vue à la Figure 3.10 respecte l'ordre de grandeur donné par les coefficients de couplage de la Figure 3.11. En effet, le couplage vers le mode LP_{11} est plus faible que celui vers LP_{12} , lui-même plus faible que celui vers LP_{14} , etc., ce que l'on constatait à la Figure 3.10. Malheureusement, il semble impossible, selon ce graphique de produire avec la SMF28TM un convertisseur de modes vers le mode unique LP_{11} , à 1550nm et, théoriquement, à toute longueur d'onde plus grande que 1300 nm. Le couplage vers LP_{11} est effectivement toujours accompagné d'un couplage vers LP_{12} , LP_{13} et LP_{14} , et ils s'annulent au même angle. Comme nous l'avons vu plus haut, ceci est dû au fait que la fibre est unimodale. La seule façon d'obtenir un convertisseur vers un mode unique serait d'avoir une fibre bimodale pour en faire un mode de cœur.

Nous avons ensuite voulu valider nos résultats expérimentaux au niveau des isolations. Nous avons vu à la Figure 3.3 que le pic de couplage du mode LP_{01} vers lui-même diminue avec l'angle, et nous avons vérifié ce comportement général avec les coefficients de couplage. Vérifions maintenant quantitativement si les isolations obtenues expérimentalement concordent avec les isolations théoriques calculées avec les coefficients de couplage.

Il est possible de relier la transmission des pics à la constante de couplage par la relation suivante, solution à la résonance des équations couplées [12]:

$$Transmission = \frac{1}{\cosh^2 CL} \quad (3.9)$$

où C est le coefficient de couplage et L la longueur du réseau.

Une fois les coefficients de couplage obtenus à partir de l'indice moyen et de la modulation d'indice des fichiers simulés, on trouve la transmission théorique à l'aide de la relation (3.9). Vérifions si nos transmissions expérimentales, pour le pic de couplage LP_{01}/LP_{01} et pour une même modulation d'indice et indice moyen, concordent avec celles attendues. Nous avons reporté nos données expérimentales (avec l'angle réel calculé) et la courbe de transmission théorique à la Figure 3.12.

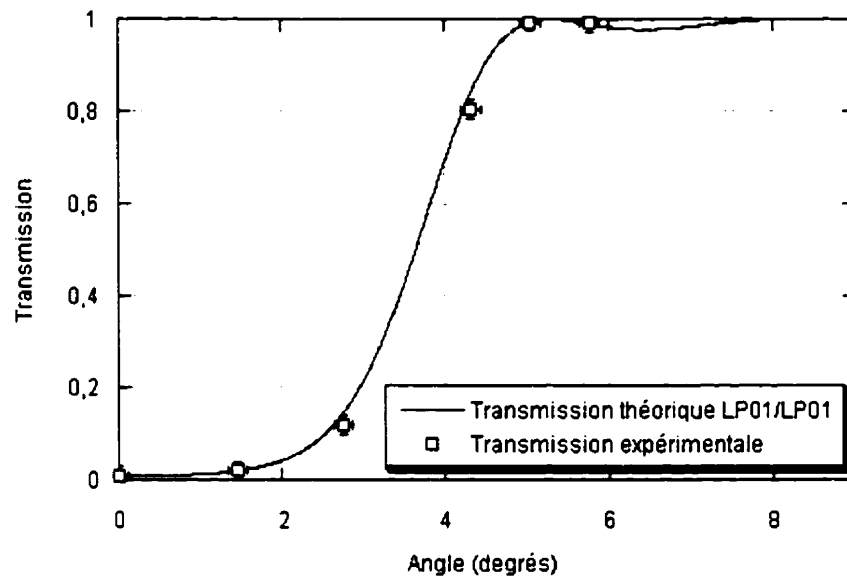


Figure 3.12 : Comparaison des transmissions théorique et expérimentale à résonance pour le pic de couplage de LP_{01} vers lui-même.

Ainsi, pour un même indice moyen et une même modulation d'indice, nos transmissions, aux causes d'erreur près, concordent avec les valeurs attendues obtenues des coefficients de couplage. Nos réseaux se comportent donc de façon prévisible théoriquement.

3.3.2 PS1500TM Hydrogénée à 248nm

Étudions maintenant le comportement de la PS1500TM hydrogénée à 248 nm. Cette fibre est tout juste bimodale à 1550 nm, puisque l'indice effectif du mode LP_{11} , dans nos simulations, peut valoir 1,44385 ou 1,44445 selon l'angle et le temps d'exposition, alors que l'indice de la gaine en silice à 1550 nm est de 1,4444181. Sont présentés à la Figure 3.13 les coefficients de couplage de LP_{01} vers les quatre premiers modes LP_{lm} , pour un saut d'indice de 0,0063 et une modulation de 0,00105. Même si ces paramètres ne représentent pas tout-à-fait ceux des simulations retrouvées dans cette section, nous les avons utilisés ici pour faire une comparaison exacte avec les coefficients de couplage de la SMF28TM.

On remarque que l'angle d'extinction du couplage de LP_{01} vers lui-même, 5,36 degrés, est presque le même que celui de la SMF28TM (5,29 degrés).

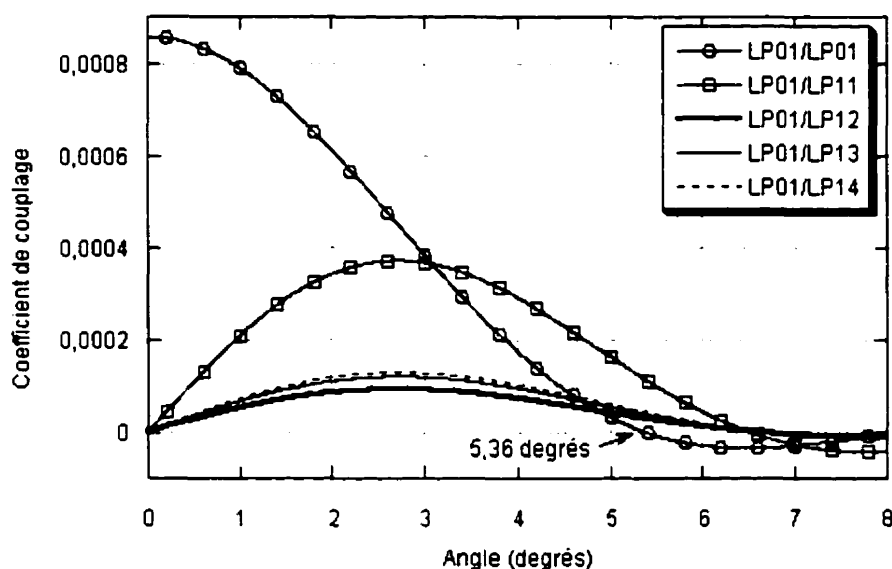


Figure 3.13 : Coefficients de couplage du mode LP_{01} vers lui-même et les quatre premiers modes LP_{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à 1550 nm, avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la PS1500TM hydrogénée à 248 nm.

Ces coefficients de couplage nous permettent de prévoir que le couplage de LP_{01} vers LP_{11} sera plus important en intensité que dans la SMF28TM, unimodale à 1550 nm. De plus, le couplage vers LP_{11} est ici environ 4 fois plus grand que vers les autres modes LP_{1n} . On se rappelle que dans la SMF28TM, le couplage vers LP_{11} était deux fois plus faible que celui vers les autres modes LP_{1n} . Nous pouvons ainsi prévoir un convertisseur de modes LP_{01}/LP_{11} plus efficace que dans la SMF28TM.

On trouve à la Figure 3.14 le spectre d'un réseau d'angle réel θ' égal à 5 degrés inscrit dans cette fibre, et sa simulation. Puisque l'angle n'est pas tout à fait celui du convertisseur de modes complet (5,36 degrés), nous apercevons le pic de couplage de LP_{01} vers lui-même à droite du graphique, à 1550,6 nm. Ce réseau a été réalisé avec une

densité d'énergie de 110 mJ/cm^2 par impulsion et une fluence cumulative de $132,3 \text{ J/cm}^2$.

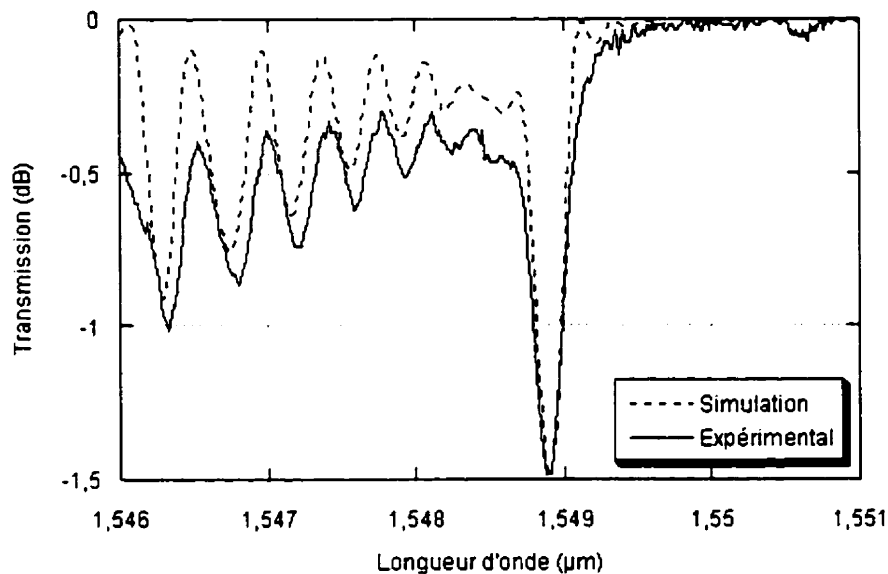


Figure 3.14 : Spectre d'un réseau à 5 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la PS1500™ hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001.

Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

À la Figure 3.15, on a décomposé la simulation de la Figure 3.14 en l'ensemble des modes de gaine présents. Encore une fois, les modes identifiés sur le spectre sont ceux dont la contribution à l'isolation est suffisante pour être apparents. Le pic principal de couplage dans les modes de gaine, tout à droite du graphique, est décomposé à la Figure 3.16.

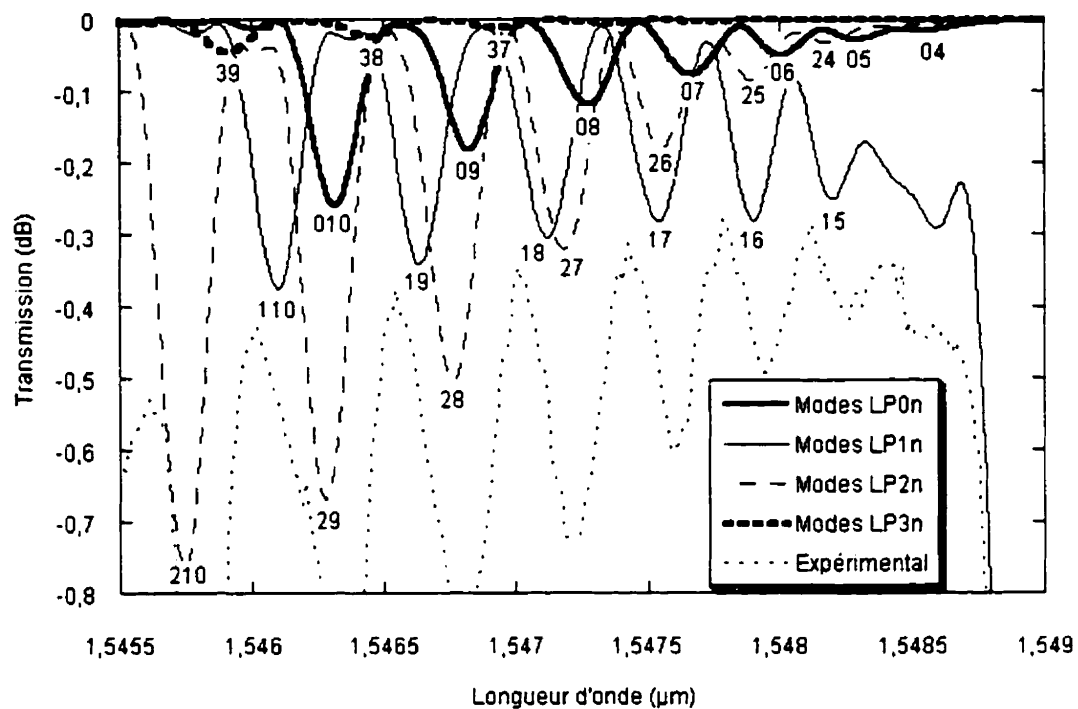


Figure 3.15 : Identification des modes de gaine pour un réseau d'angle 5 degrés inscrit dans la PS1500™ hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001.

Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

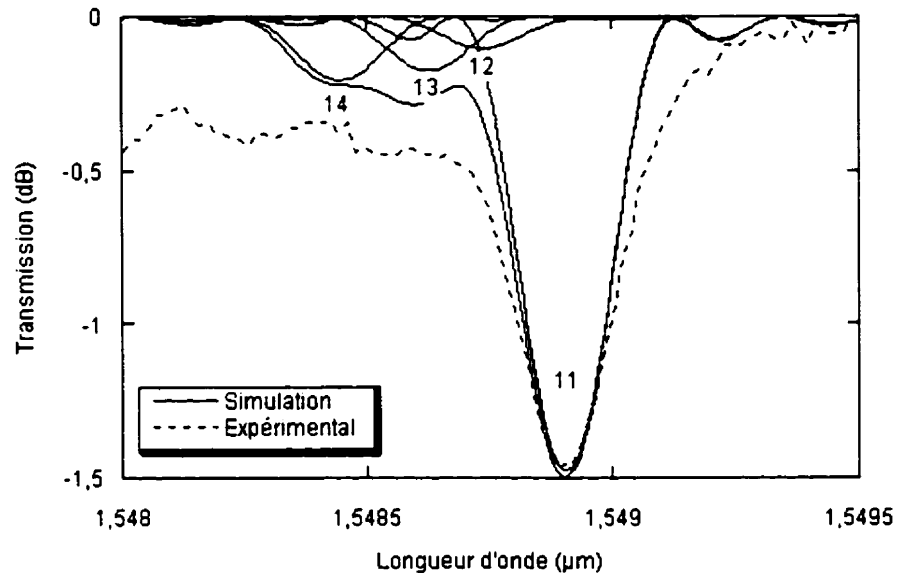


Figure 3.16 : Identification des modes de gaine LP_{in} pour un réseau d'angle 5 degrés photo inscrit dans la PS1500TM hydrogénée à 248nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0062 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,001.

Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm

La Figure 3.16, si on la compare à la Figure 3.11 obtenue pour la SMF28TM, corrobore toutes nos prévisions sur l'importance du pic de couplage vers LP_{11} . Le couplage dans le mode LP_{11} est effectivement prépondérant sur celui vers tout autre mode rapproché de LP_{11} . Ceci montre toute la différence entre ces deux fibres : l'une est bimodale à 1550nm (PS1500TM) et l'autre non (SMF28TM). Le fait que, dans la PS1500TM, LP_{11} soit un mode de cœur « l'isole » en longueur d'onde des autres modes, c'est-à-dire que les pics associés aux modes LP_{in} ne se recouvrent pas. Cela implique que l'on pourra, contrairement à la SMF28TM, obtenir avec cette fibre un convertisseur de modes de LP_{01} vers le mode unique LP_{11} .

3.3.3 Fibre PS1500™ Non hydrogénée à 193 nm

Afin de comparer les comportements des modes selon la longueur d'onde d'écriture, nous avons représenté à la Figure 3.17 les coefficients de couplage obtenus pour la PS1500™ hydrogénée à 1460 nm. Aux longueurs d'onde près de 1460 nm, cette fibre est bimodale puisque l'indice effectif du mode dans nos simulations est au minimum de 1,4457 alors que l'indice de la gaine en silice à cette longueur d'onde est 1,445481. Ces coefficients ont été obtenus avec le même saut d'indice que pour la fibre PS1500™ hydrogénée à 248 nm. Le seul paramètre qui change est la longueur d'onde à laquelle sont calculés les coefficients, ce qui reflète les différentes périodes des masques de phase utilisés à 193 nm et 248 nm. La longueur du réseau est aussi légèrement différente entre nos expositions à 248 nm (3,75 mm), et 193 nm (3,6 mm).

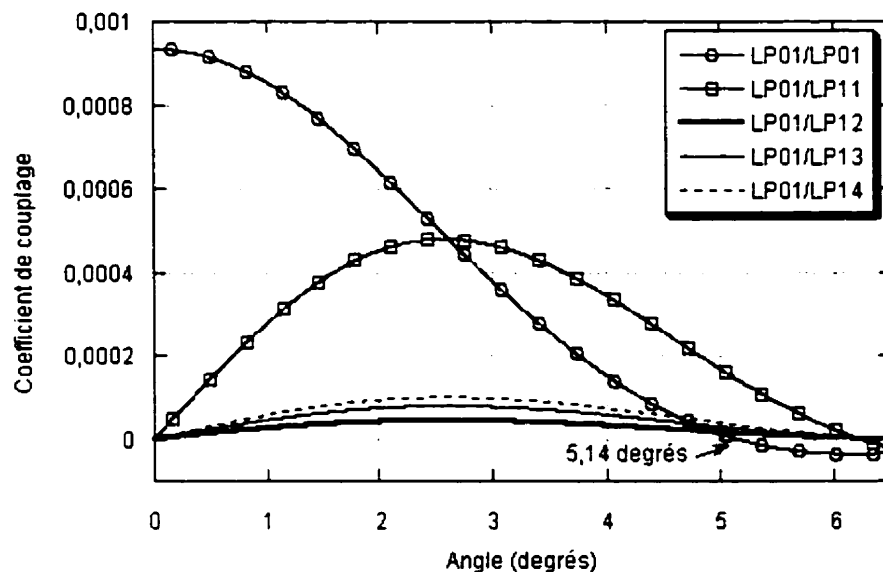


Figure 3.17 : Coefficients de couplage du mode LP_{01} vers lui-même et les quatre premiers modes LP_{1n} en fonction de l'angle du réseau et calculés à 1460 nm, avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,00105, pour la PS1500™ non hydrogénée à 193 nm

Si on compare les Figures 3.13 et 3.17 des coefficients de couplage, nous constatons que le couplage dans la région des 1460 nm (masque optimisé pour 193 nm), est plus

important pour LP_{01} et LP_{11} que dans la région des 1550 nm. Toutefois, il n'y a pas de différence significative et l'angle d'extinction du mode LP_{01} devient un peu plus faible, c'est-à-dire 5,14 degrés au lieu de 5,36 degrés.

À la Figure 3.18 est montré le spectre d'un réseau de 4 degrés inscrit dans la PS1500TM non hydrogénée à 193 nm, avec une fluence cumulative de 502 J/cm² et une densité d'énergie par impulsion de 88 mJ/cm². La simulation est ensuite décomposée en ses modes constitutants aux Figures 3.19 et 3.20.

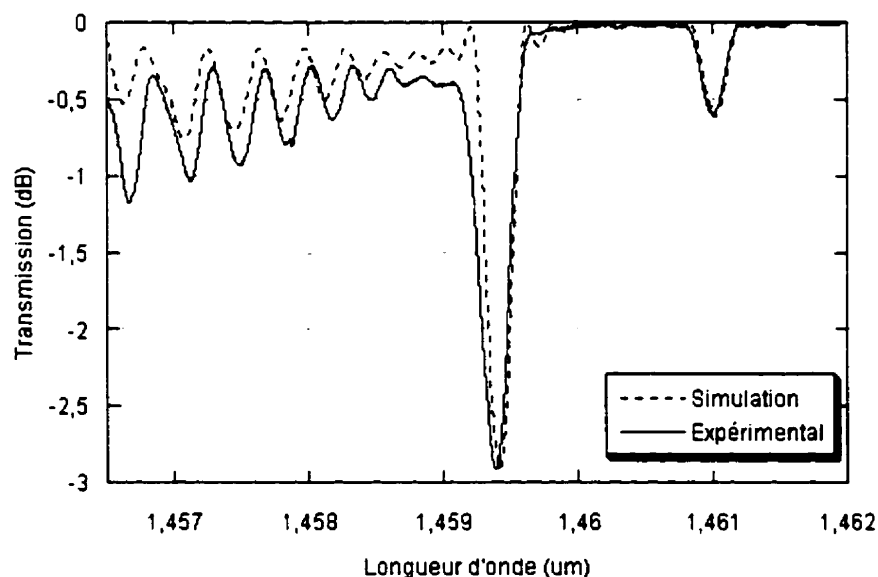


Figure 3.18 : Spectre d'un réseau à 4 degrés (angle simulé et réel dans la fibre) dans la PS1500TM non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,0007.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

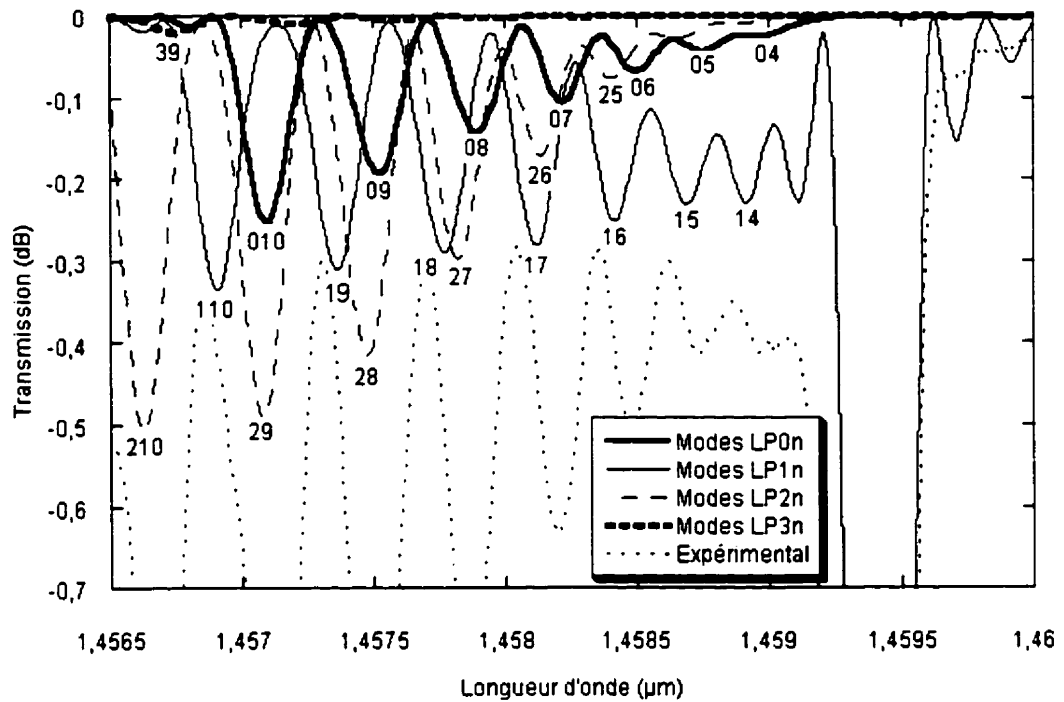


Figure 3.19 : Identification des modes de gaine pour un réseau d'angle 4 degrés inscrit dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,0007.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

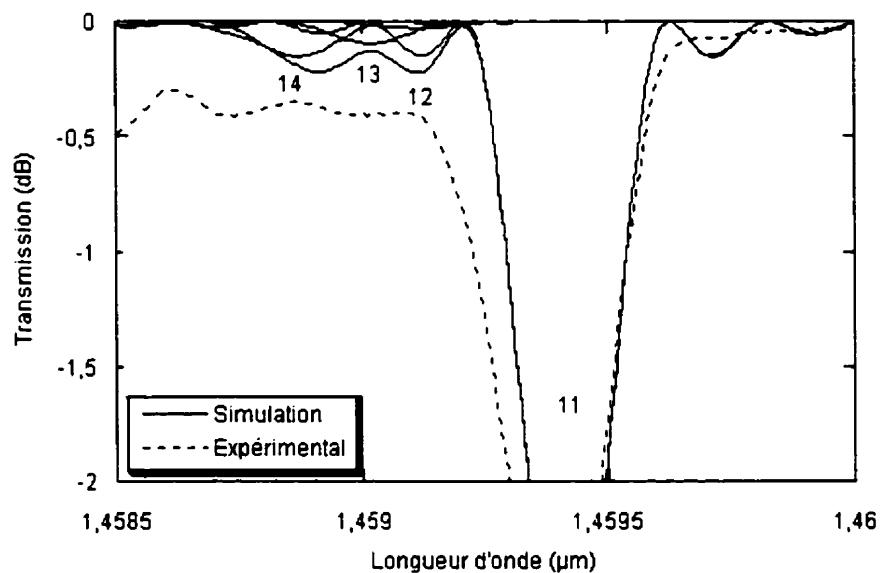


Figure 3.20 : Identification des modes de gaine LP_{1n} pour un réseau d'angle 4 degrés photo inscrit dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Le réseau est simulé avec un saut d'indice de 0,0063 et une modulation d'indice sinusoïdale de 0,0007.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

On remarque que les décompositions du pic principal de couplage vers les modes de gaine est très semblable à celui obtenu dans la PS1500™ hydrogénée irradiée à 248nm. Nous pouvons en conclure que se sont plutôt des considérations d'ordre pratique, telles que la vitesse d'écriture et la photosensibilité (voir Chapitre II), qui détermineront avec quelle fibre travailler.

3.4 Longueur d'onde en fonction de l'angle

Le deuxième effet d'un angle induit dans un réseau est le décalage de la longueur d'onde de couplage de chacun des modes vers les hautes longueurs d'onde. Étudions maintenant la relation entre la longueur d'onde des pics expérimentaux et théoriques. Tout d'abord, il est possible de relier la longueur d'onde de couplage des modes avec l'angle du réseau. En effet, on se rappelle que dans le cas d'un réseau à angle, la période du réseau $\Lambda = \Lambda_g / \cos \theta$ grandit avec l'angle. Pour des variations de $\Delta \theta$ petites autour de $\theta = 0$, on a

$$\Lambda = \Lambda_0 + \Delta \Lambda = \frac{\Lambda_0}{\cos(\theta + \Delta \theta)} \Big|_{\theta=0} \approx \frac{\Lambda_0}{1 - \frac{\Delta \theta^2}{2}} \approx \Lambda_0 (1 + \frac{\Delta \theta^2}{2}), \quad (3.10)$$

d'où l'approximation

$$\Delta \Lambda = \frac{\Delta \theta^2}{2} \Lambda_0 \quad (3.11)$$

Puisque $\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}} \Lambda$, nous trouvons la relation suivante

$$\Delta \lambda = 2\Lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \Delta \lambda + 2n_{\text{eff}} \Delta \Lambda = \frac{\lambda}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \Delta \lambda + 2n_{\text{eff}} \frac{\Delta \theta^2}{2} \Lambda_0 \quad (3.12)$$

et puisque n_g , l'indice de groupe du mode fondamental, est égal à

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \lambda} \quad (3.13)$$

on déduit la loi régissant le changement de longueur d'onde par rapport à l'angle du réseau.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{n_{eff}}{n_g} \frac{\Delta\theta^2}{2} \quad (3.14)$$

L'angle que nous ferons intervenir lors du calcul de cette équation sera non pas l'angle corrigé par la loi de la tangente, mais bien l'angle du goniomètre. En effet, si on reprend la Figure 3.5 représentant le schéma de réfraction du rayon dans notre fibre, on voit bien que l'augmentation de l'angle par réfraction ne change pas le pas du réseau. Le pas du réseau demeure celui induit par l'angle du goniomètre.

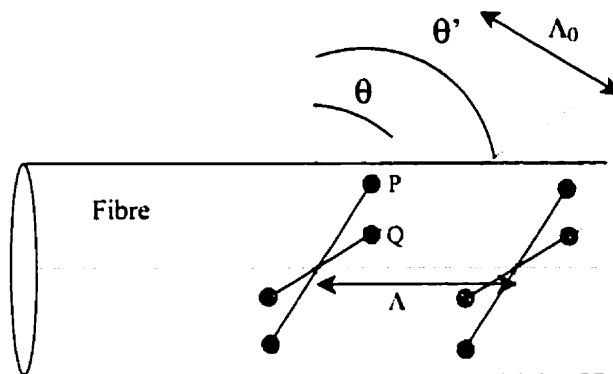


Figure 3.21 : Influence de la réfraction sur le pas du réseau dans la fibre

Nous avons reporté aux Figures 3.22, 3.23 et 3.24 (respectivement la SMF28TM hydrogénée, la PS1500TM non hydrogénée et hydrogénée), les longueurs d'onde de couplage LP₀₁, pour chaque temps d'exposition et à chaque angle. On voit que ces courbes, qui montrent un changement de longueur d'onde en fonction du temps, ont la même forme pour chaque angle pour la SMF28TM (Figure 3.22) et la PS1500TM non hydrogénée (Figure 3.23). Ainsi, dans ces deux cas, il semble que le mouvement général des longueurs d'onde soit le même pour chaque temps en fonction de l'angle. Par contre, dans le cas de la PS1500TM hydrogénée, le décalage des longueurs d'onde en fonction du temps et de l'angle se produit de façon imprévisible. Ceci nous indique un problème dans le comportement de l'indice moyen, possiblement dû à l'asymétrie du changement d'indice expliquée en détails à la section 3.2. Un problème supplémentaire

causé par cet indice moyen imprévisible est que les simulations, surtout à 0 degré, indiquent une fibre de saut d'indice de 0,0057, donc une fibre unimodale à 1550 nm. Or, lorsqu'on induit un angle, on voit sur la figure que le changement de λ , donc d'indice moyen, est plus grand qu'à 0 degré. Les simulations indiquent alors un saut d'indice de 0,0063, pour lequel la fibre devient bimodale. Il est plausible que ce « passage » d'une fibre unimodale à bimodale à 1550 nm soit la cause de changements significatifs dans les intégrales de recouvrement et dans les coefficients de couplage, d'où des erreurs supplémentaires sur l'angle dans nos simulations.

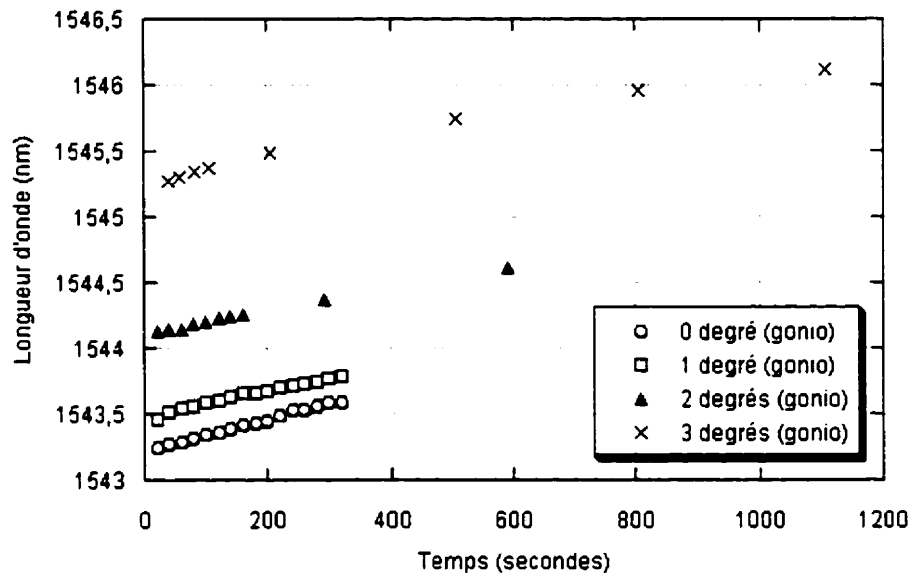


Figure 3.22 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la SMF28TM hydrogénée à 248nm.

Pour la PS1500TM non hydrogénée, de même que pour la SMF28TM, on constate que le changement d'indice moyen est assez stable, à partir de 10 secondes.

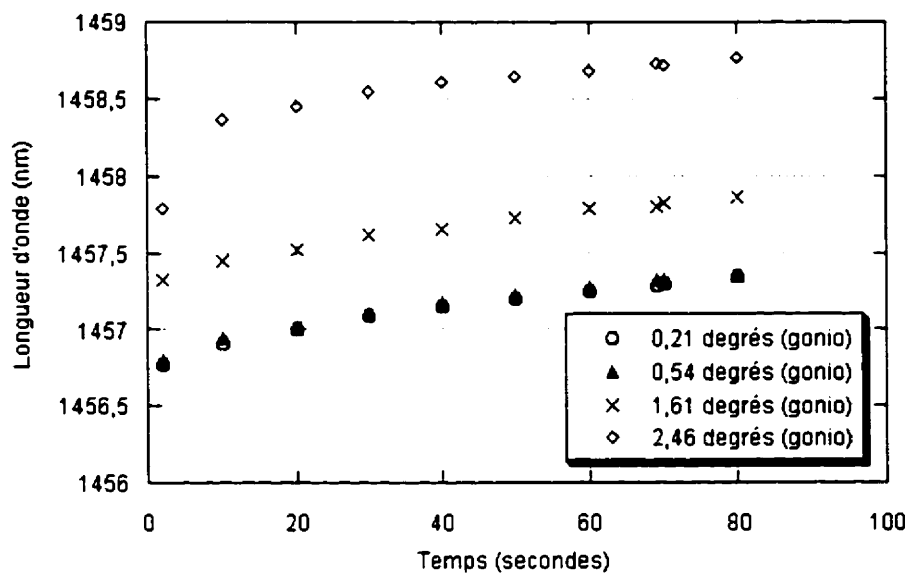


Figure 3.23 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la PS1500TM non hydrogénée à 193nm.

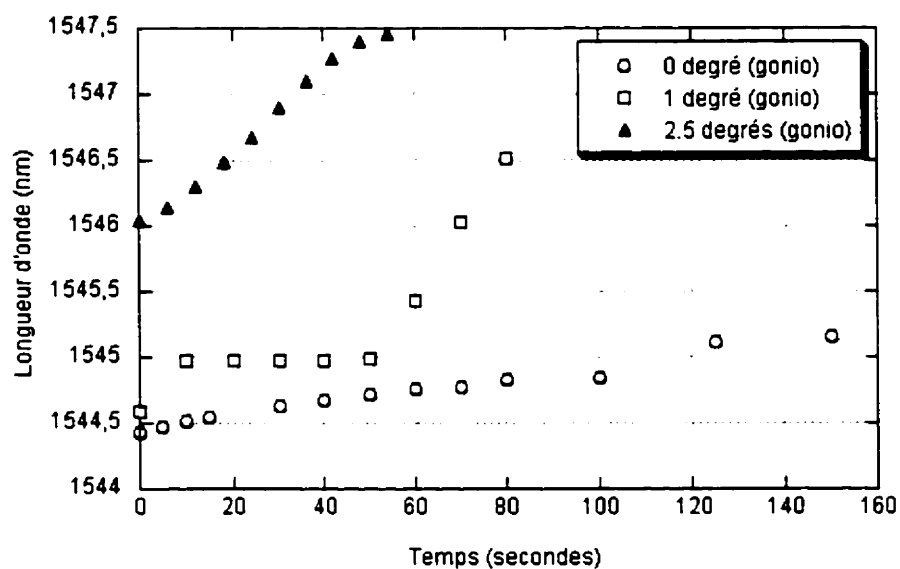


Figure 3.24 : Changement de longueur d'onde de couplage du pic LP_{01} en fonction du temps d'exposition pour plusieurs angles du goniomètre, dans la PS1500TM hydrogénée à 248 nm.

Nous avons donc reporté à la Figure 3.25 l'équation (3.14) appliquée à nos données expérimentales de la Figure 3.22 pour la SMF28TM (longueurs d'onde et angles du goniomètre). Nous avons utilisé à la Figure 3.25 les longueurs d'onde expérimentales du pic LP₀₁ à la même fluence totale pour chaque angle (2456 J/cm², ou 292 s sur la Figure 3.22). Cette fluence constante pour chacune des données nous permet d'affirmer que l'indice moyen est toujours le même. Nous n'observerons ainsi que le changement de longueur d'onde relié à l'angle du réseau et non pas à une différence dans l'indice moyen due au temps d'exposition. On obtient une droite de pente 1,05, ce qui prouve que nos longueurs d'onde se comportent selon la loi (3.14) à 5% près. Comme nos données de la Figure 3.22 semblent cohérentes entre elles à plusieurs temps, on peut croire que cette loi est généralement vérifiée.

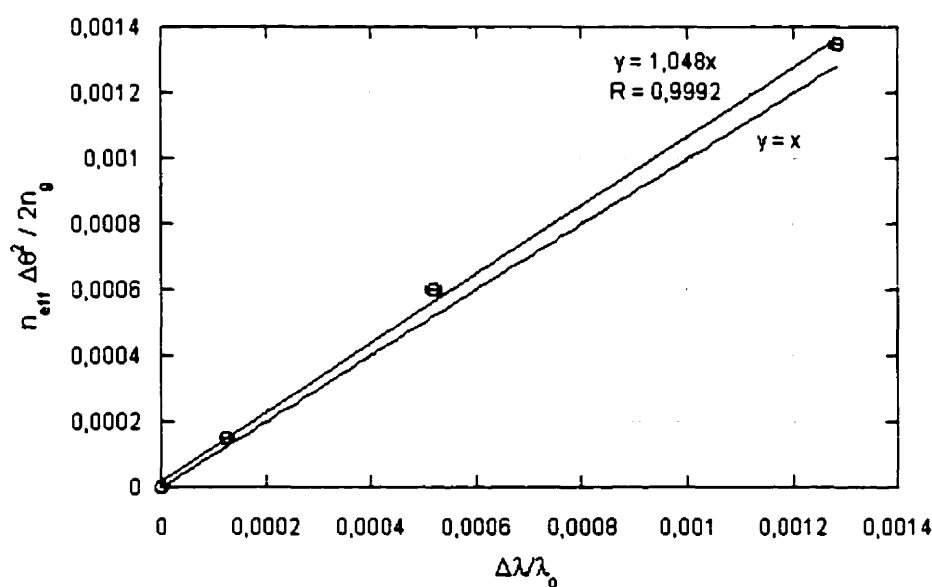


Figure 3.25 : Démonstration de la loi (3.13) reliant le changement de longueur d'onde de couplage du pic LP₀₁ au changement d'angle du réseau, pour la SMF28TM hydrogénée à 248nm. Énergie : 8 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm, pour une fluence totale de 2456 J/cm².

À la Figure 3.26, on voit que la même relation entre les longueurs d'onde et l'angle s'applique à la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. On conserve pour tous les angles une fluence cumulative de 300 J/cm². On a alors une pente de 0,975.

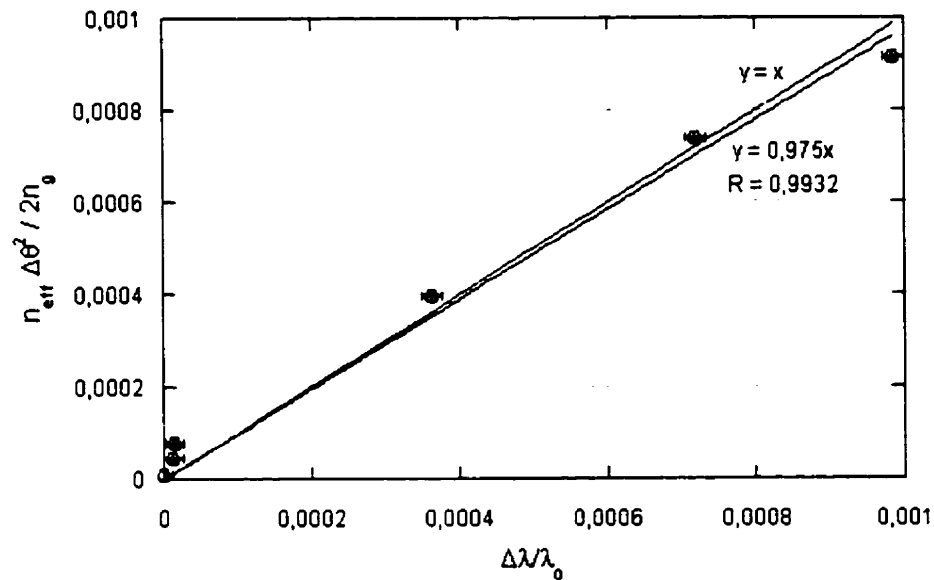


Figure 3.26 : Démonstration de la loi (3.13) reliant le changement de longueur d'onde de couplage du pic LP₀₁ au changement d'angle du réseau, pour la PS1500™ non hydrogénée à 193nm.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

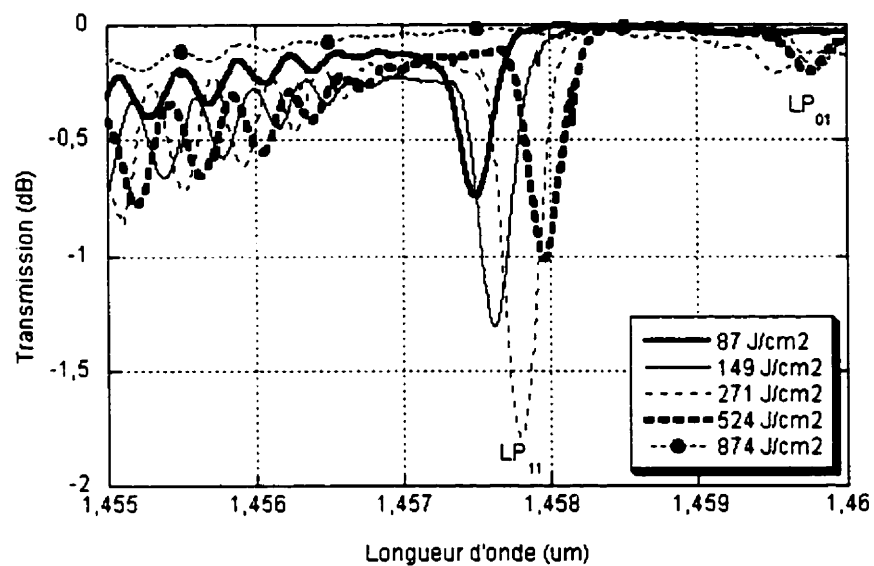
Nous ne ferons pas cette preuve pour la PS1500™ hydrogénée, car les courbes de changement de longueur d'onde en fonction du temps que nous avons obtenues changent avec l'angle, comme nous l'avons expliqué plus haut.

3.5 Convertisseurs de modes

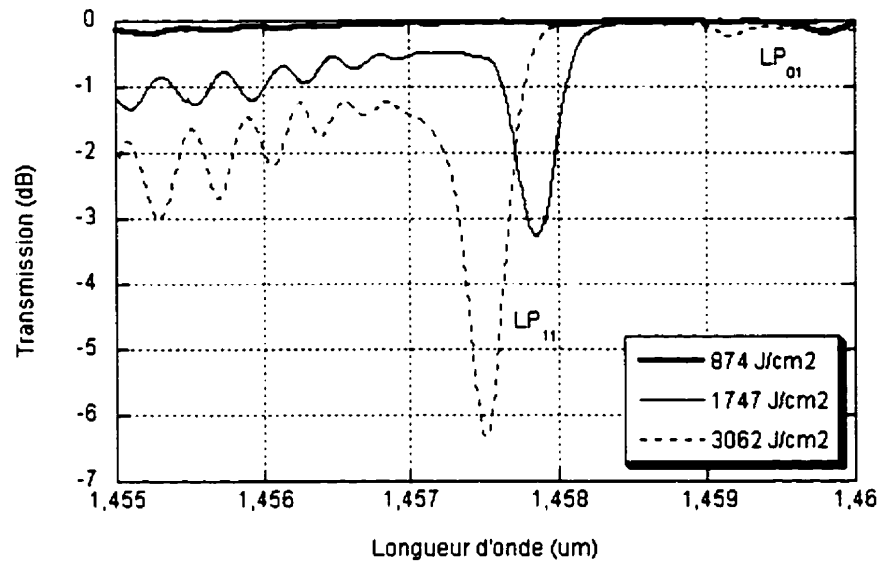
Nous avons établi aux sections précédentes que la réalisation d'un convertisseur de modes vers le mode unique LP_{11} n'est possible que dans une fibre supportant plus d'un mode de cœur. Sachant cela, nous avons réalisé des tests près de l'angle d'extinction du couplage de LP_{01} vers lui-même, dans la $PS1500^{\text{TM}}$ hydrogénée et non hydrogénée.

On trouve aux Figures 3.27 et 3.28 l'évolution en fonction du temps du spectre d'un réseau inscrit dans la $PS1500^{\text{TM}}$ non hydrogénée à 4,8 degrés, à 193 nm. Rappelons qu'à la longueur d'onde de couplage de 1460 nm, la $PS1500^{\text{TM}}$ est bimodale. Nous présentons des spectres obtenus à un angle permettant de voir les pics LP_{01} et LP_{11} afin de comparer si le couplage entre ces deux modes se fait de la même façon pour chacune des fibres.

Comme la fibre n'est pas hydrogénée, on retrouve la formation de réseaux de Type I et de Type IIA. Le réseau de Type I atteint une isolation de -1,75 dB avec une fluence cumulative de 271 J/cm^2 , tandis que le réseau de Type IIA atteint -6,35 dB après 3062 J/cm^2 . On remarque sur les deux graphiques le pic de couplage LP_{01} vers lui-même qui a une amplitude d'environ -0,25 dB.

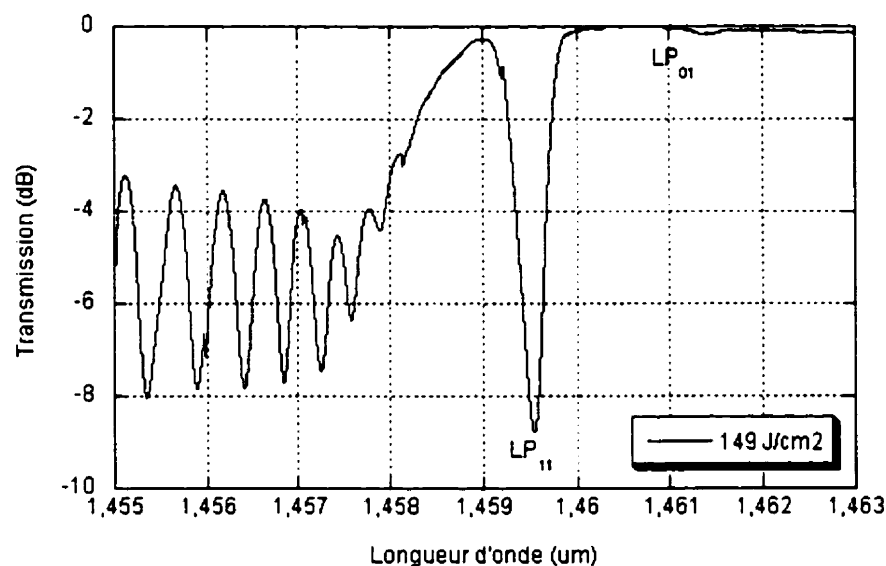


**Figure 3.27 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Écriture du réseau de Type I et remontée.
 Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**



**Figure 3.28 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ non hydrogénée à 193nm. Écriture du réseau de Type IIA.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**

Même si nous n'avons pas réalisé une étude approfondie de l'effet de l'angle dans cette fibre, nous présentons le spectre de la Figure 3.29, dans la PS1500™ hydrogénée à 193nm, au même angle du goniomètre que pour les deux figures précédentes. À 149 J/cm^2 , le pic LP₁₁ atteint -8,8dB. Ce réseau est un réseau de Type I (voir Chapitre II).



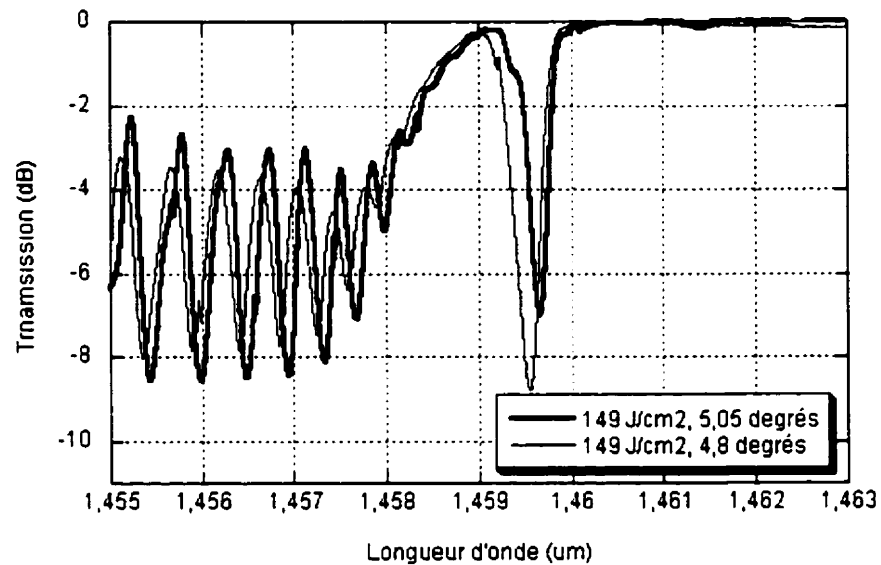
**Figure 3.29 : Spectre d'un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 193nm.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**

Si on compare les deux convertisseurs de Type I obtenus, on constate que dans la fibre non hydrogénée, le réseau de Type I sature à -1,75 dB à 271 J/cm², alors que le réseau de Type I de la fibre hydrogénée sature à -8,8 dB après 149 J/cm². Si on compare maintenant pour une même fluence, on voit que dans la fibre hydrogénée, après 149 J/cm², on a une transmission de -1,3 dB alors que dans la fibre hydrogénée, on a une isolation 6,8 fois plus grande.

Comparons maintenant le réseau final de Type IIA de la PS1500™ non hydrogénée (-6,35dB à 1747 J/cm²) avec le réseau final de Type I de la PS1500™ hydrogénée. La fluence à laquelle l'isolation du réseau de Type I dans la fibre hydrogénée atteint -6,35dB est de 44 J/cm². La fibre hydrogénée est donc aussi plus rapide lorsqu'on compare les réseaux finaux.

On présente à la Figure 3.30 un spectre obtenu avec la même fluence (149 J/cm²) mais à un angle de 5,05 degrés, qui est l'angle le plus près de 5,14 degrés que nous pouvions

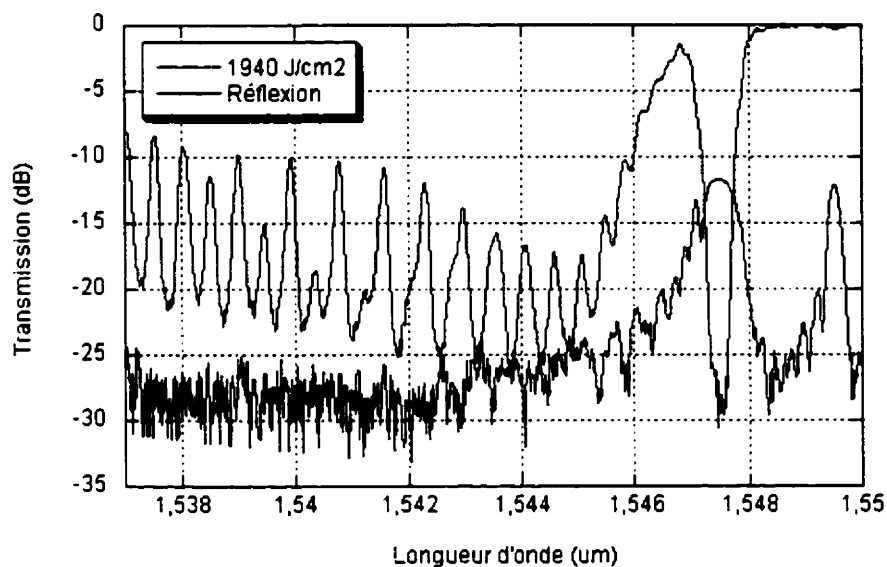
obtenir avec certitude compte tenu la précision de notre goniomètre. On voit que le pic LP_{01}/LP_{01} est quasi inexistant.



**Figure 3.30 : Spectre d'un réseau inscrit à 5,05 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 193nm.
Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm**

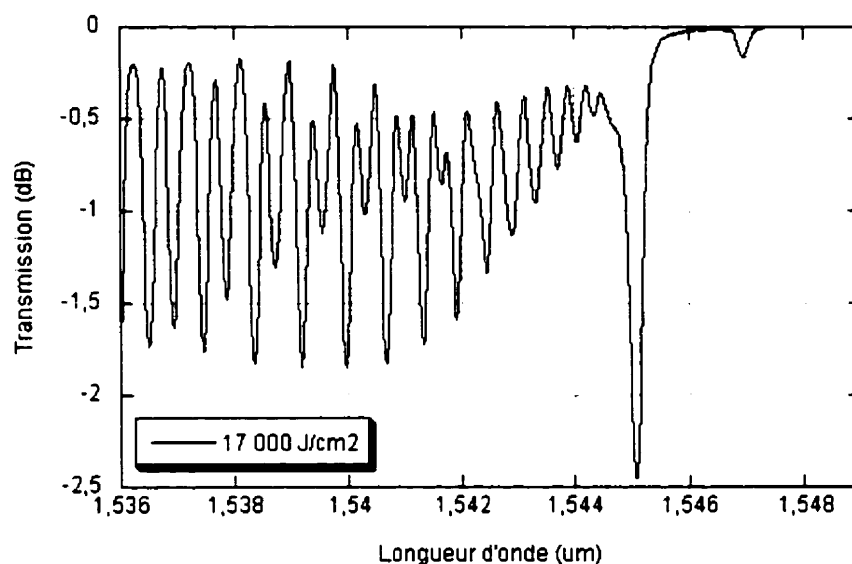
On remarque en outre que les modes de gaine sont d'amplitude beaucoup plus importante dans la PS1500™ hydrogénée, relativement à l'amplitude des pics LP_{01}/LP_{01} et LP_{01}/LP_{11} .

Voici maintenant à la Figure 3.31 le spectre d'un réseau d'angle 5,25 degrés inscrit dans la PS1500™ hydrogénée, mais à 248 nm. Encore une fois, une précision meilleure sur l'angle n'était pas possible. Toutefois, comme on le voit sur la figure, nous étions assez proches de 5,36 degrés pour ne pratiquement plus voir de couplage dans le mode LP_{01} (-0,25 dB). On voit sur cette figure que malgré tout le mode LP_{01} est quand même réfléchi.



**Figure 3.31 : Spectres de réflexion et de transmission d'un réseau d'angle 5,25 degrés dans la PS1500™ hydrogénée à 248nm.
Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm**

Bien que nous n'ayons pas étudié ce cas en détail au cours de ce chapitre, nous avons aussi écrit des réseaux à angle dans la PS1500™ non hydrogénée à 248 nm. Si on observe la fluence de 17000 J/cm^2 , on confirme l'idée selon laquelle sans hydrogénation, la photosensibilité est plus grande à 193 nm qu'à 248 nm.



**Figure 3.32 : Spectre d'un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la PS1500™ non hydrogénée à 248nm.
Énergie : 10,5 mJ, Fréquence : 100 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,75 mm**

Le problème de ces convertisseurs de modes est que le couplage vers les modes de gaine n'est pas nul. Il est donc impossible, dans la PS1500™, et nous l'avons vu avec les coefficients de couplage, de coupler LP_{01} uniquement vers l'autre mode de cœur LP_{11} . Si nous utilisons ce convertisseur pour renvoyer une longueur d'onde vers la source, il est clair que tous les modes de gaine seront à la longue absorbés par la gaine protectrice et que seul le pic du mode LP_{11} sera visible en réflexion. En ce sens, les modes de gaine ne sont pas nuisibles. Toutefois, si on désire utiliser ce réseau pour éliminer une longueur d'onde précise (en l'occurrence celle correspondant au pic LP_{11}) et conserver toutes les autres en transmission, les longueurs d'onde correspondantes aux pics des modes de gaine seront beaucoup atténuées en transmission. Quelques articles mettent en évidence ce problème et ont tenté de le régler par plusieurs méthodes, par exemple par la création de fibres à gaines plus ou moins enterrées, qui ont pour effet de réduire la force du couplage entre le mode guidé et les modes de gaine, puisqu'ainsi le champ des modes de gaine se trouve amoindri dans la région du cœur de la fibre [9, 21] et [22].

L'utilisation d'une fibre à gaine photosensible ou à forte ouverture numérique a aussi été étudiée.

Afin de voir si les modes de gaine pouvaient être supprimés, nous avons tenté d'utiliser une fibre à gaine photosensible à suppression de modes de gaine, la Coractive INT. On peut voir à la Figure 3.33 les spectres obtenus, pour un angle de 4,8 degrés.

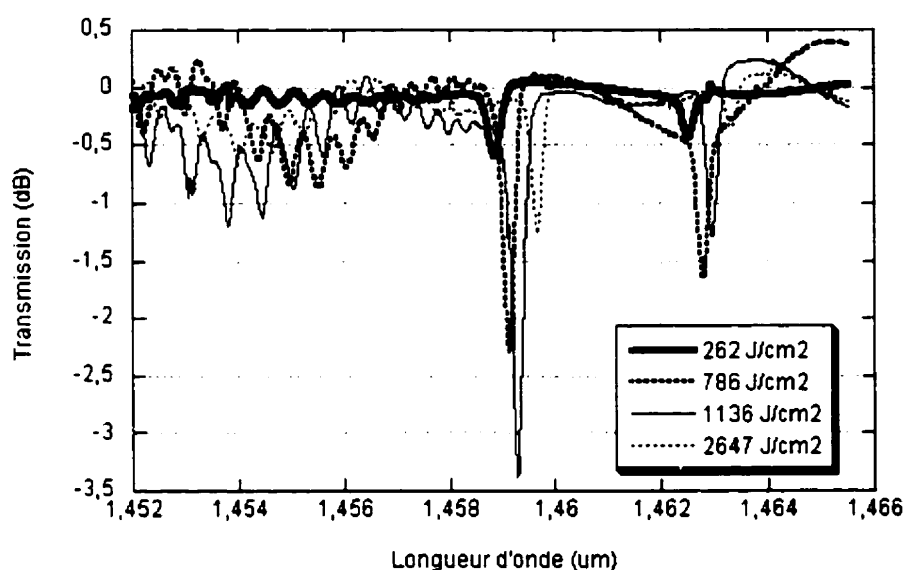


Figure 3.33 : Isolation en fonction du temps pour un réseau inscrit à 4,8 degrés dans la Coractive INT non hydrogénée à 193nm.

Énergie : 8 mJ, Fréquence : 50 Hz, Fente : 4 mm, Longueur : 3,6 mm

Le rapport des isolations des modes de gaine et du mode de cœur LP_{11} ne semble pas significativement plus grand que dans nos autres fibres. De plus, le spectre est instable, ce qui est probablement dû à un couplage aux épissures. Le test ne nous a donc pas semblé très concluant.

Nous proposons une application des convertisseurs au multiplexage en longueur d'onde (WDM). Une fois les modes de gaine supprimés, un convertisseur de modes vers le mode LP_{11} pourrait être utilisé en combinaison avec un coupleur séparateur de modes

(voir Figure 3.34). Une fois LP_{01} introduit dans la première branche d'entrée du coupleur, il se rend sans se coupler à la première branche de sortie, où se trouve le convertisseur. La longueur d'onde LP_{11} réfléchiée par le réseau reviendrait alors, de la première branche de sortie, vers la deuxième branche d'entrée, laissant toutes les autres longueurs d'onde se propager dans la première branche de sortie. Ainsi, nous aurions isolé certaines longueurs d'onde des autres.

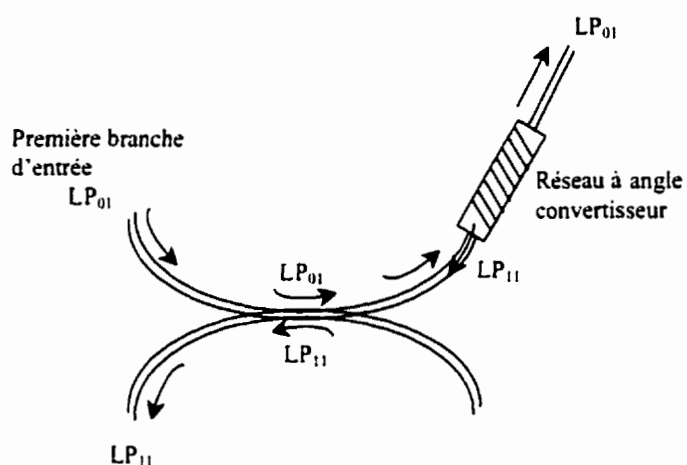


Figure 3.34 : Association d'un convertisseur de modes avec un coupleur séparateur de modes.

3.6 Modes de radiation

Il est possible d'atténuer les multiples pics dûs aux modes de gaine. En effet, dans le cas d'un réseau regainé ou baignant dans un liquide d'indice le couplage du mode LP_{01} se fait dans le continuum des modes de radiation plutôt que dans un ensemble de modes discrets. L'indice du liquide, d'une valeur idéalement égale à celle de la gaine, a le même effet qu'une gaine infinie, induisant un modèle de guide à deux couches. Nous présentons à la Figure 3.35 une comparaison entre les spectres d'un réseau écrit dans la SMF28TM à 7,2 degrés, lorsqu'il est encore dégainé, et le spectre lorsqu'il est trempé dans du glycérol.

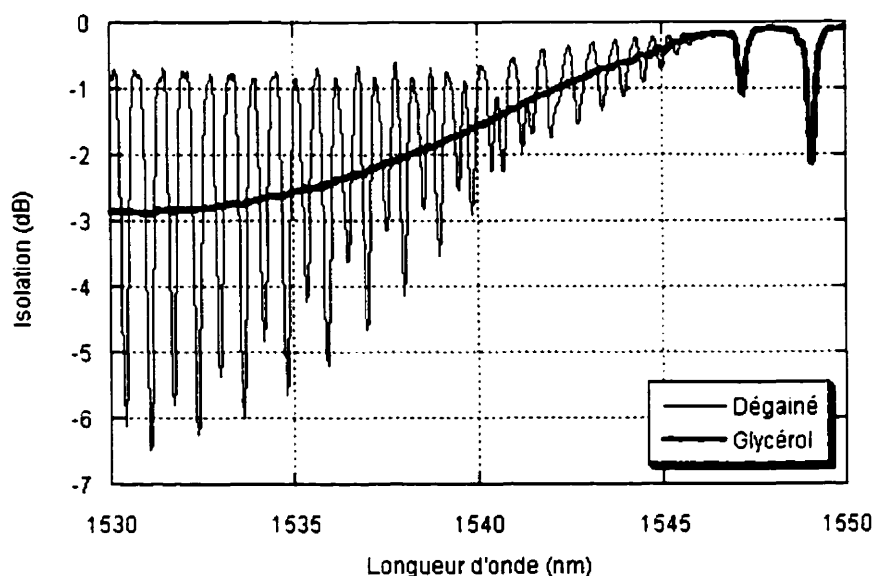


Figure 3.35 : Spectre d'un réseau d'angle de 7,2 degrés dégainé, puis trempé dans le glycérol

Nous avons ainsi posé les bases du développement, non réalisé ici, d'égalisateurs de gain pour les amplificateurs à erbium à base de réseaux à angle. De fait, à certains angles choisis, on voit sur la courbe de coefficients de couplage que le couplage de LP_{01} vers lui-même (réflexion de Bragg) est minimisé. De plus, à certains de ces angles dans la

SMF28TM, le couplage vers les modes LP₁₁, LP₁₂, LP₁₃ et LP₁₄ est aussi très faible. Ceci nous permet de ne demeurer qu'avec le spectre des modes de radiation, dans le cas d'un réseau regainé. Certains auteurs [23], afin de diminuer la réflectivité dans ces deux modes, inscrivent leurs réseaux dans de la fibre à gaine photosensible. Tel que nous pouvons le voir à la Figure 3.35, la largeur de ce « pic » de radiation est d'environ 20 à 25 nm, alors que la courbe de gain des amplificateurs à Erbium s'étale sur environ 30 nm. Une combinaison (multiplication) de plusieurs de ces courbes, centrées sur des longueurs d'onde différentes, pourraient compenser les inégalités de la courbe de gain [24, 25]. Une fois l'angle minimisant la réflexion de Bragg choisi, la longueur d'onde de ce « pic », par la loi $\lambda_{Bragg} = (n_{eff,01} + n_{eff,mn})\Lambda$, peut être ajustée en changeant la période du réseau. L'isolation est quant à elle ajustée avec le temps d'écriture. Enfin, mentionnons que certains auteurs [26], en écrivant un réseau à angle dans une fibre dont la photosensibilité du cœur est plus faible que celle de la gaine (réduit la réflexion du réseau et la largeur spectrale) et en diminuant la longueur du réseau (maximise le recouvrement spectral des modes de gaine) arrivent à obtenir un spectre si serré en longueur d'onde qu'il semble exempt de modes discrets.

3.7 Conclusion

Nous avons caractérisé, dans ce chapitre, des réseaux à angle dans le but de fabriquer des convertisseurs de modes de LP_{01} vers le mode unique LP_{11} dans les fibres SMF28TM à 1550 nm et PS1500TM à 1460 nm et 1550 nm. Pour ce faire, nous avons diminué la réflexion de Bragg du mode LP_{01} et avons maximisé le couplage dans les modes de radiation.

Nous avons vérifié expérimentalement qu'un réseau droit ne permet que le couplage dans les modes de même symétrie que la fibre, soit de nombre azimutal 0. Par la suite, nous avons vérifié que l'insertion d'un angle dans un réseau induit le couplage du mode fondamental dans les modes de gaine LP_{0n} , LP_{1n} , LP_{2n} , et LP_{3n} . Des simulations nous ont permis d'identifier précisément ces modes, et d'en déduire qu'un convertisseur vers le mode unique LP_{11} n'était pas réalisable dans la SMF28TM à 1550 nm. Dans la PS1500TM cependant, le mode LP_{11} étant un mode de cœur, il est assez distinct de tous les autres modes de gaine pour permettre une conversion. Ces simulations nous ont permis de mettre en évidence un phénomène de diffraction dans la fibre causant un angle réel inscrit supérieur à celui du goniomètre. Nous avons établi une loi reliant l'angle du goniomètre à cet angle réel.

Le comportement de plusieurs modes a été étudié à l'aide des coefficients de couplage. Nous avons discuté du décalage des longueurs d'onde de couplage vers les hautes longueurs d'onde, décalage dépendant de l'angle du goniomètre (masque de phase). Nous avons établi la loi les régissant.

Nous avons montré quelques exemples de convertisseurs et discuté de leurs avantages respectifs. Enfin, nous avons discuté d'une utilisation possible des convertisseurs pour le multiplexage en longueur d'onde (WDM) et de l'utilité des réseaux à angle pour l'élaboration d'aplanisseurs de gain des amplificateurs à erbium.

Conclusion

Nous avons étudié, dans ce mémoire, des réseaux inclinés à pas courts réalisés dans les fibres Corning SMF28TM à 1550 nm et Fibercore PS1500TM à 1460 nm et 1550 nm, dans le but de fabriquer des convertisseurs de modes, du mode de cœur LP₀₁ vers le mode LP₁₁. Il est possible de réaliser de tels convertisseurs en inclinant la perturbation d'indice des réseaux, ce qui permet de minimiser la réflexion de Bragg du mode LP₀₁ vers lui-même et de maximiser le couplage dans les modes contradirectionnels de gaine ou de radiation.

Après avoir posé les bases théoriques du couplage contradirectionnel vers les modes de gaine et de radiation, nous avons élaboré un montage de photo-inscription de réseaux. La géométrie de notre montage permet une rotation verticale du masque de phase parallèlement à la fibre. Cette méthode pour induire un angle, peu usitée, présente l'avantage d'éviter les problèmes de cohérence du faisceau reliés à des méthodes éloignant la fibre du masque.

Les dynamiques d'écriture des réseaux droits dans les fibres Fibercore PS1500TM et Corning SMF28TM diffèrent, particulièrement au niveau des types de réseaux (I, II et IIA) présents dans ces fibres. Dans la PS1500TM non hydrogénée, à 193 nm et 248 nm, nous retrouvons deux réseaux successifs : un réseau de type I, suivi d'un réseau de type IIA. Nous avons montré qu'à 193 nm, la vitesse d'écriture des types I et IIA ne dépend que de la fluence sur la fibre, et que la transmission du réseau de type I dépend de la densité d'énergie du faisceau. Cela nous a permis de conclure à un processus d'absorption à un photon. Dans la SMF28TM, seul un réseau de type I s'inscrit.

En ce qui concerne les différences entre les dynamiques d'écriture à 193 nm et 248 nm, nous avons remarqué que pour la PS1500TM et la SMF28TM, la photosensibilité à 193 nm est plus grande qu'à 248 nm. De plus, pour la PS1500TM, le changement de longueur d'onde d'écriture n'influe pas de la même façon sur les vitesses d'écriture des types I et

IIA. À 248 nm, la tension dans la fibre semble avoir un effet important sur la transmission du réseau de type I et son temps d'effacement.

Les processus de formation des réseaux dans nos fibres semblent fortement dépendants de l'hydrogénation. Tout d'abord, l'hydrogénation augmente la photosensibilité dans les fibres, donc les vitesses d'écriture. Dans le cas de la SMF28TM, nous avons remarqué qu'elle est plus photosensible non hydrogénée à 193 nm qu'hydrogénée à 248 nm. De plus, à la densité d'énergie utilisée pour nos expériences, l'hydrogénation de la SMF28TM n'avait pas d'effet notable sur le régime de formation du réseau de type I.. Pour la PS1500TM, nous avons remarqué en outre que la transmission et la modulation d'indice en fonction du temps ont des comportements différents une fois la fibre hydrogénée, et ce à 193 nm et 248 nm. Nous en déduisons que les mécanismes de photosensibilité sont différents entre la fibre hydrogénée et non hydrogénée. En outre, dans toutes nos fibres hydrogénées, la modulation d'indice est plus grande que l'indice moyen, ce qui pourrait être dû à une forme non sinusoïdale de la modulation. En effet, dans le cas d'une modulation carrée, le changement d'indice se fait sur une région plus large que pour une modulation sinusoïdale, ce qui entraîne une isolation plus grande pour une même amplitude réelle puisque la région de la perturbation est plus étendue. De plus, nous croyons qu'un phénomène d'assymétrie de la perturbation peut se produire dans les fibres hydrogénées. En effet, en raison de leur forte absorption, il est possible qu'il y ait une absorption plus forte du faisceau UV du côté du cœur face au rayon. Le côté le plus éloigné du faisceau aurait alors un indice plus faible que le côté où le rayon frappe en premier, créant une assymétrie du changement d'indice perpendiculairement à l'axe de la fibre. Cette assymétrie viendrait se combiner à l'angle inscrit selon l'axe de la fibre.

Les comportements des fibres PS1500TM et SMF28TM, hydrogénées et non hydrogénées, à 193 nm et 248 nm, étant bien caractérisés, nous y avons inscrit des réseaux à angle. Un réseau droit ne permet que le couplage dans les modes de même symétrie que la fibre, soit de nombre azimutal 0. L'inclinaison d'un réseau induit le couplage du mode

fondamental dans les modes de gaine LP_{0n} , LP_{1n} , LP_{2n} , et LP_{3n} . Seuls des modes de nombre azimutal faible ont été nécessaires à la modélisation de nos résultats sur la plage de longueurs d'onde utilisée. L'intérêt principal de notre étude théorique est la mise en évidence du fait que l'angle nécessaire au calcul des coefficients de couplage est différent de celui utilisé pour calculer le décalage en longueur d'onde. De fait, il existe un phénomène de réfraction dans la fibre causant un angle réel inscrit supérieur à celui du goniomètre dans la géométrie utilisée. La loi reliant l'angle du goniomètre à cet angle réel a été établie. Le décalage des longueurs d'onde de couplage vers les hautes longueurs d'onde dépend quand à lui de l'angle expérimental du masque de phase, puisque la réfraction n'influence pas le pas du réseau.

Un convertisseur de modes efficace doit convertir le mode fondamental de cœur LP_{01} vers le mode de cœur LP_{11} . Il faut induire un angle dans la perturbation d'indice d'une fibre bimodale afin d'obtenir un coefficient de couplage nul de LP_{01} vers lui-même et maximal vers LP_{11} . Ainsi, la SMF28TM, unimodale à 1550 nm, ne permet pas l'élaboration d'un convertisseur. Dans la PS1500TM bimodale à 1460 nm et à 1550 nm cependant, la fabrication d'un convertisseur vers un mode unique est permise.

Le convertisseur élaboré dans la PS1500TM hydrogénée à 1550 nm, d'une transmission plus faible que -30 dB pour le pic associé au mode LP_{11} et de réflexion quasi nulle pour LP_{01} , semble particulièrement prometteur. Si on utilise ce convertisseur en réflexion, les modes de gaine présents sont annulés et il permet ainsi la réflexion d'une bande de longueurs d'ondes dans le mode LP_{11} uniquement, le couplage contradirectionnel dans LP_{01} étant annulé. En transmission cependant, ce convertisseur présente le désavantage d'atténuer les longueurs d'onde associées aux modes de gaine. L'essai de la Coractive INT pour supprimer les modes de gaine ne s'est toutefois pas révélé concluant pour l'instant et nécessiterait une étude plus approfondie. Une fois les modes de gaine supprimés, l'association d'un convertisseur de modes avec un coupleur séparateur de modes permettrait la création de nouveaux dispositifs pour le multiplexage en longueur d'onde, dont des « add/drop ». Au contraire, il serait aussi possible de tirer avantage des

modes de gaine dans l'élaboration d'aplanisseurs de gain pour les amplificateurs à erbium. Pour ce faire, il suffirait de supprimer les modes LP_{01} et LP_{11} et de ne conserver qu'un continuum de modes de radiation. Les réseaux inclinés nous semblent donc un outil prometteur pour l'élaboration de plusieurs composants optiques.

Références

- [1] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.
- [2] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Grating, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Boston: Artech House, 1999.
- [3] K. Hill, B. Malo, K. Vineberg, F. Bilodeau, D. Johnson, and I. Skinner, "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 1270-1272, 1990.
- [4] K. S. Lee and T. Erdogan, "Transmissive tilted gratings for LP01-to-LP11 mode coupling," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1286-1288, 1999.
- [5] P. Orsini, "Réalisation et caractérisation des réseaux à longs pas faits par décharge électrique," *Département de génie physique et de génie des matériaux*. Montréal: École Polytechnique de Montréal, 2001.
- [6] D. Perron, "Fabrication d'un réseau à longs pas à l'aide d'un laser au CO₂," *Département de génie physique et de génie des matériaux*. Montréal: École Polytechnique de Montréal, 2000.
- [7] K. S. Lee and T. Erdogan, "Fiber mode coupling in transmissive and reflective tilted fiber gratings," *Applied Optics*, vol. 39, pp. 1394-1404, 2000.
- [8] T. Erdogan and J. E. Sipe, "Tilted fiber phase gratings," *Journal of Optical Society of America A*, vol. 13, pp. 296-313, 1996.
- [9] L. Dong, B. Ortega, and L. Reekie, "Coupling characteristics of cladding modes in tilted optical fiber Bragg gratings," *Applied Optics*, vol. 37, pp. 5099-5105, 1998.
- [10] T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277-1294, 1997.
- [11] T. Erdogan, "Cladding-mode resonance in short- and long-period fiber grating filters," *Journal of Optical Society of America A*, vol. 14, pp. 1760-1773, 1997.
- [12] J. Bures, *Technologie de l'optique guidée*. Montréal, 1999.

- [13] H. Patrick and S. L. Gilbert, "Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber," *Optics Letters*, vol. 18, pp. 1484-1486, 1993.
- [14] J. Albert, B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and S. Thériault, "Comparison of one-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silicaoptical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses," *Applied Physics Letters*, vol. 67, pp. 3529-3531, 1995.
- [15] I. Riant and F. Haller, "Study of the photosensitivity at 193 nm and comparison with photosensitivity at 240 nm influence of fiber tension: type IIa aging," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1464-1469, 1997.
- [16] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 1991.
- [17] L. Dong, W. F. Liu, and L. Reekie, "Negative-index gratings formed by a 193-nm excimer laser," *Optics Letters*, vol. 21, pp. 2032-2034, 1996.
- [18] D. Johlen, P. Klose, H. Renner, and E. Brinkmeyer, "Strong LP11-Mode Splitting in UV Side-Written Tilted Fiber Gratings," présenté à Bragg Gratings. Photosensitivity and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Fundamentals and Applications, Williamsburg, 1997.
- [19] E. Brinkmeyer, D. Johlen, F. Knappe, and H. Renner, "Methods for experimental characterization of UV-written gratings and waveguides," présenté à Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling Waveguides, 2000.
- [20] H. Renner, D. Johlen, and E. Brinkmeyer, "Modal field deformation and transition losses in UV side-written optical fiber," *Applied Optics*, vol. 39, pp. 933-940, 2000.
- [21] L. Dong, L. Reekie, J. L. Cruz, J. E. Caplen, J. P. d. Sandro, and D. N. Payne, "Optical fibers with depressed claddings for suppression of coupling into cladding modes in fiber Bragg gratings," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp. 64-66, 1997.
- [22] C. W. Haggans, H. Singh, W. F. Varner, and J.-S. Wang, "Narrow-depressed cladding fiber design for minimization of cladding mode losses in azimuthally

asymmetric fiber Bragg gratings," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, pp. 902-908, 1998.

- [23] D. Pureur, L. Brilland, and E. Delevaque, "Les réseaux de Bragg pour l'égalisation de la courbe de gain d'amplificateurs optiques," présenté au 68e Congrès de l'ACFAS; Optique guidée et photonique VI, Montréal, 2000.
- [24] R. Kashyap, R. Wyatt, and R. J. Campbell, "Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 154-155, 1993.
- [25] R. Kashyap, R. Wyatt, and P. F. McKee, "Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg grating," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1025-1026, 1993.
- [26] I. Riant, C. Muller, T. Lopez, V. Croz, and P. Sansonetti, "New and efficient technique for suppressing the peaks induced by discrete cladding mode coupling in fiber slanted Bragg grating spectrum," 1999.

Annexe A

Procédures d'alignement et d'écriture

A.1 Procédure d'alignement

- 1) S'assurer que le faisceau est suffisamment haut (en z), i.e. au moins aussi haut que le centre de courbure du goniomètre additionné de la base non mouvante du goniomètre.
- 2) S'assurer que la fente de sortie du laser est bien au centre du faisceau, en hauteur (en z) et en largeur (en y).
- 3) Placer les deux lentilles de l'étendeur de faisceau et les aligner correctement, afin que le faisceau ressorte parallèle du système de lentilles.
- 4) Placer la deuxième fente ajustable au centre du faisceau élargi (en y) et le plus près possible de l'endroit où l'on prévoit mettre la dernière lentille (en x).
- 5) Mesurer le centre de courbure du goniomètre. Placer le masque de phase de façon à ce que la partie rayée du masque se situe au centre de courbure du goniomètre. Le porte fibre est positionné, à l'aide du déplacement vertical (en z), de façon à ce que la hauteur de la fibre soit de la hauteur du centre de courbure additionné de la hauteur de la partie immobile du goniomètre. Si la fibre n'atteint pas le centre du faisceau en hauteur, monter tout le porte-fibre avec un bloc, sans toutefois toucher au déplacement vertical de la fibre elle-même.
- 6) Une fois que l'on voit sur un écran placé sur le mur que la fibre est bien au centre du faisceau, monter le support de masque de phase en hauteur avec un bloc de façon à ce que le masque soit vis-à-vis la fibre préalablement posée. La fibre et la partie du

masque qui est directement en face de la fibre sont donc au centre de courbure du goniomètre. Ensuite, déplacer le masque et le porte-fibre perpendiculairement au faisceau (en y) afin que les quelques millimètres de largeur du faisceau, sélectionnés par la deuxième fente, frappent le centre du masque en largeur.

- 7) Pour s'assurer que le masque est bien perpendiculaire au faisceau, aligner la réflexion du masque avec un écran percé d'un trou.
- 8) Vérifier une dernière fois sur l'écran que la fibre est encore au centre du faisceau (en z) qui passe à travers le masque.
- 9) En approchant la fibre du masque (en x), vérifier que les deux côtés de la fibre touchent le masque en même temps, i.e. que la fibre est bien parallèle avec le masque. Si ce n'est pas le cas, le déplacement 4 axes permet de corriger la situation. La fibre étant maintenant perpendiculaire au faisceau, ajuster la distance entre la fibre et le masque à $50\mu\text{m}$.
- 10) Fixer ensuite la dernière lentille entre la deuxième fente ajustable et le porte-masque. La procédure pour placer la fibre au point focal de cette lentille est la suivante. Tout d'abord, à la règle, positionner la lentille grossièrement en x. On devrait voir sur l'écran la diffraction de la fibre, ce qui formera des bandes verticales (voir Figure A.1). Induire ensuite un angle dans la lentille tel qu'indiqué au dessin suivant.



On devrait maintenant voir un angle au extrémités des bandes, tel que représenté à la Figure A1.

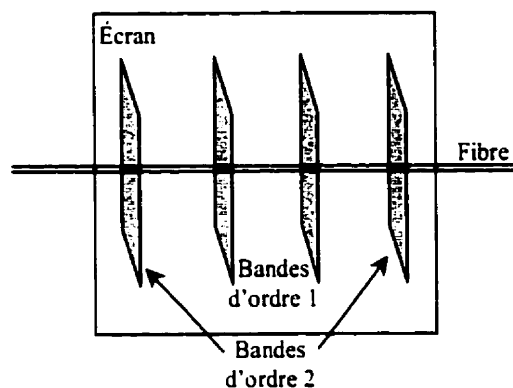


Figure A.1 : Diffraction de la fibre permettant d'aligner la lentille

Déplacer ensuite la lentille horizontalement (en x) afin que les pointes des bandes soient les plus claires possibles. À ce moment, la fibre est au point focal de la lentille. Replacer alors la lentille à un angle nul en se fiant au fait que les bandes doivent maintenant redevenir rectangulaires. En modifiant l'orientation verticale du faisceau, placer les bandes de façon à ce que la fibre arrive au centre de la hauteur des bandes.

11) Nous pouvons maintenant écrire un réseau de Bragg.

A.2 Procédure d'écriture

- 1) Dégainer la fibre sur une longueur d'environ 4cm, et l'insérer dans le porte-fibre.
- 2) Approcher la fibre du masque (en x) jusqu'à ce qu'elle soit collée au masque. On atteint ce point lorsque la fibre et l'ombre qu'elle projette sur le masque se retrouvent confondues.
- 3) Reculer la fibre de 50 μ m.
- 4) Brancher une extrémité de la fibre dans le connecteur relié au coupleur. Brancher l'autre extrémité dans le connecteur de la fibre de transmission.
- 5) Faire une normalisation sur l'analyseur de spectre.
- 6) À l'ordinateur, ouvrir et configurer le logiciel d'acquisition de traces. Nous avons utilisé, pour une partie des expériences, PTC 2.2, puis, lorsqu'il a été disponible, le logiciel Download_OSA_Répétitif. Ces deux logiciels sont une gracieuseté d'ITF Technologies Optiques.
- 7) Définir sur le logiciel de contrôle du laser les différents paramètres d'écriture, tels que la fréquence et l'énergie des impulsions.
- 8) À basse fréquence (10hz), vérifier que la fibre est bien au centre, en hauteur, des bandes de diffraction. Sinon, modifier l'orientation verticale du faisceau avec la lentille. Arrêter ensuite le laser.
- 9) Lancer ensuite le laser avec une autre fréquence, si désiré, pour l'écriture, et démarrer l'acquisition des traces.

A.3 Procédure d'hydrogénation

Le système d'hydrogénation que nous avons utilisé est un système à chaud et à haute pression. Nous introduisons la fibre SMF28 non dégainée dans un tube, dans lequel une pression d'hydrogène de 1800psi est introduite. La partie centrale des tubes repose sur une plaque chauffante de 20 centimètres, qui tient, durant tout le traitement, la température de la partie centrale de la fibre à 120°C. La durée du processus d'hydrogénation est de 12 heures. Une fois ce laps de temps écoulé, la zone centrale qui a été chauffée est marquée au crayon et les fibres sont ensuite roulées et déposées au congélateur. Toutes les fibres qui ont été hydrogénées ont servi dans un intervalle de 0 à 4 jours après leur hydrogénation.

Dans le cas des fibres PS1500TM et INT qui ont dû être fusionnées, elles ont été introduites dans le tube telles quelles après la fusion, i.e. dégainées sur la partie centrale de PS1500TM et gainées sur les parties fusionnées de SMF28.

Annexe B

Caractérisation du waist

B.1 But

Caractériser verticalement ou horizontalement le waist d'un faisceau laser à la sortie d'un système optique. Cette caractérisation est applicable lorsque le besoin se présente de connaître la forme ou l'énergie d'un faisceau sur une fibre placée au waist.

B.2 Matériel

Montage de caractérisation du waist, comprenant :

- Deux moteurs, un en x (horizontal) et un en z (vertical)
- Contrôleur, carte, ordinateur
- VI waistlaser2.vi et librairie waistlaser3.llb
- Déecteur de puissance Gentec et son contrôleur de puissance

B.3 Procédure

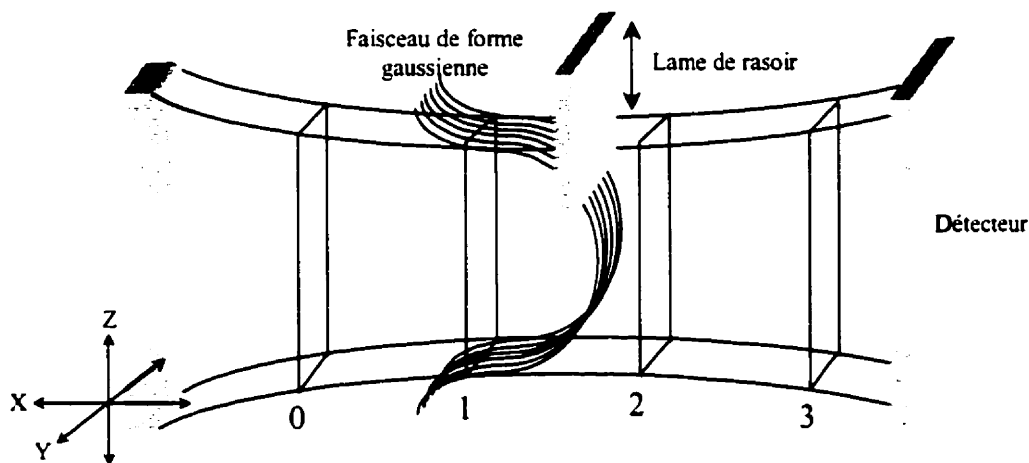


Figure B.1 : Faisceau à la sortie de la lentille

- 1) S'assurer que le contrôleur des moteurs est fermé.
- 2) Trouver sommairement l'emplacement du waist vertical en promenant un papier horizontalement (x).
- 3) Placer le montage de caractérisation pour que la position horizontale (x) de la lame de rasoir soit environ à cet endroit et le fixer.
- 4) Horizontalement :
 En regardant l'échelle sur le moteur horizontal, choisir un intervalle x (en tournant la roulette du moteur) dans lequel le waist a de fortes possibilités de se retrouver (environ 3 mm, par exemple, comme sur le dessin).
 Ramener ensuite le moteur au début de l'intervalle choisi. Ce sera le zéro du logiciel (position 0 sur le dessin).
 À l'ordinateur, entrer le nombre de traces en x (par exemple, 4) à obtenir et leur intervalle (ici, 1 mm), la première trace étant celle de la position 0.
- 5) Verticalement :

Se positionner à une des extrémités de l'intervalle horizontal.

En déplaçant le moteur, déterminer l'intervalle entre la position où le détecteur ne détecte rien et celle où il détecte un maximum d'énergie.

Faire le même processus pour les paramètres à entrer à l'ordinateur, en choisissant environ 10 points de lecture verticaux, pour limiter le temps de mesure.

Remettre le moteur au début de l'intervalle vertical, c'est-à-dire quand l'intensité du faisceau est nulle sur le détecteur.

- 6) Changer les paramètres désirés sur le logiciel, soit les vitesses rapide (la laisser à 0.5 mm/s) et lente (environ la moitié du plus petit incrément).
- 7) Ouvrir le contrôleur des moteurs.
- 8) Lancer le logiciel.
- 9) Observer les mesures. Si la procédure semble assez précise et comprend le waist, changer le nombre de points verticaux et horizontaux en conséquence afin d'avoir une mesure de la précision désirée.

Description du logiciel :

Position initiale x et z : De combien le moteur reculera avant de commencer ses mesures. Attention, ce chiffre ne revient pas à zéro chaque fois que l'on termine une caractérisation, il faut donc le changer à chaque fois que l'on repart le programme sans l'avoir fermé.

Résolution x et z : La résolution des points de mesure

Nombre de points x et z : Nombre de mesures

Temps restant estimé : Après la première série de mesures en z , le temps restant pour couvrir l'ensemble des autres séries de mesures en x s'affiche.

Fenêtre mesures de puissance :

La switch doit être à ON pour que la lecture du détecteur de puissance soit effectuée. Le nombre de lectures de la puissance du détecteur est à déterminer sous l'étiquette « points par position ».

À la fin de toutes les mesures, le graphique des résultats obtenus s'affiche à droite et en bas, on retrouve la largeur du waist et son emplacement en x .

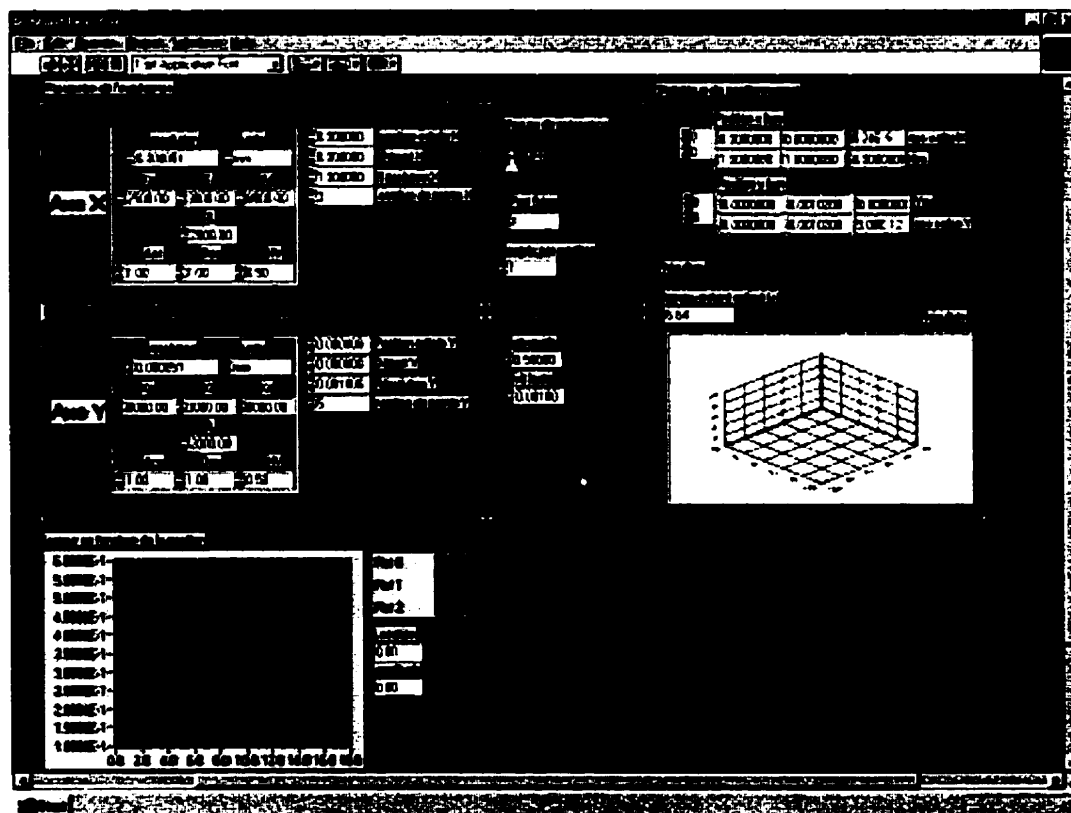


Figure B.2 : Interface du logiciel d'acquisition

B.4 Analyse

Après utilisation du logiciel, le fichier résultats permet d'obtenir, dans Kaleidagraph, des courbes de la forme suivante :

—

Figure B.3 : Courbes expérimentales typiques

Ces courbes permettent d'obtenir le waist du faisceau, la forme de la gaussienne au waist et l'énergie au sommet de la gaussienne.

B.4.1 Waist du faisceau :

On remarque que les courbes obtenues à la Figure C.3 sont semblables à une fonction erreur. Or, la fonction erreur représente l'intégrale, i.e. l'aire sous la courbe, d'une gaussienne. Nos courbes représentent donc une intégration de la puissance du laser sur la largeur du faisceau gaussien. Ainsi, pour obtenir la forme du faisceau, il suffira de faire la dérivée des données expérimentales.

Tout d'abord, le waist d'un faisceau gaussien se définit comme la largeur d'une gaussienne à $1/e^2$ (≈ 0.135) d'ordonnée (voir Figure C.4). L'aire sous la courbe (partie ombrée) est alors de 86%. L'intégrale de $-\infty$ à l'abscisse de droite correspondant à 0.135 est donc de 93%.

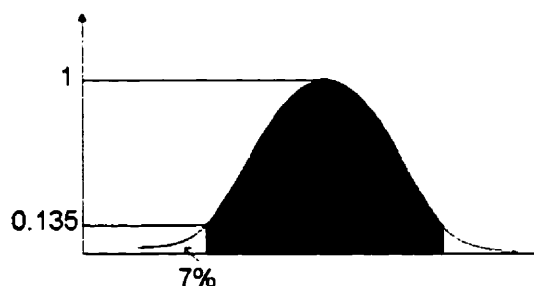


Figure B.4 : Propriétés d'une gaussienne

Si la valeur de l'intégrale est de 93%, on peut donc dire que le point correspondant sur nos courbes sera à 93% de l'énergie maximale. Dans nos calculs, il suffit alors de calculer 93% et 7% de l'énergie maximale et de trouver l'abscisse de ces points sur chacune de nos courbes expérimentales. La différence des deux abscisses donne la largeur du waist.

Une fois les waists de chaque courbe déterminés, on trace une courbe des waists en fonction de la position horizontale. Une courbe de tendance polynomiale d'ordre 2 permettra d'obtenir un graphique tel que le suivant :

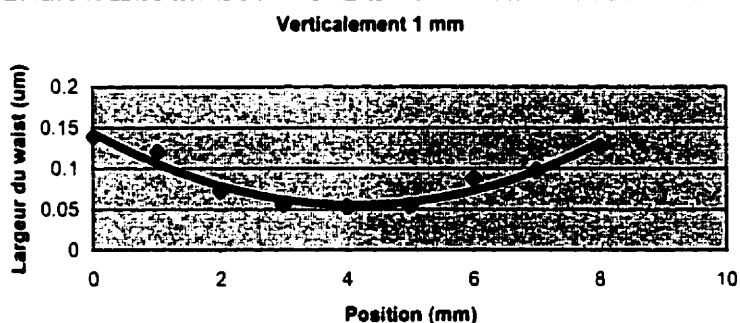


Figure B.5 : Largeurs de waist obtenues à différentes distances de la lentille

En dérivant ensuite l'équation de la courbe de tendance pour en trouver le minimum, on obtient le waist du faisceau ainsi que sa position horizontale par rapport à l'échelle.

B.4.2 Forme de la gaussienne :

Tel qu'expliqué précédemment, il suffit de dériver les courbes de fonction erreur pour retrouver la gaussienne correspondant au faisceau. Cependant, les courbes comportent trop de bruit pour les dériver simplement et nous recourrons plutôt à un fit sur la fonction erreur expérimentale. Il suffit alors de créer un nouveau fit dans Kaleidagraph correspondant à une fonction erreur.

Procédure :

Choisir la courbe expérimentale qui correspond le mieux au waist (par exemple, ici, la courbe de la position 4) et en faire le graphique dans Kaleidagraph.

Aller dans le menu Curve Fit

Choisir General, puis Edit General

Dans la fenêtre qui apparaît, sélectionner fit1 et lui donner le nom fiterreur

Faire Add, puis Edit

Dans la nouvelle fenêtre, taper le texte suivant :

$$M4 + M3 * \text{erf}((M0 - M1) * M2); M1 = 0.2; M2 = 15; M3 = 0.015; M4 = 0.015$$

où les valeurs des facteurs M servent uniquement à donner une valeur de départ à l'ordinateur

Faire OK

Retourner ensuite dans le menu General et sélectionner le nouveau fit, faire ensuite OK. Les valeurs des constantes s'afficheront à l'écran.

Une fois ce fit obtenu, faire la transposition des données sur la feuille de calcul : Retourner dans le menu Curve Fit et General. Le fit est coché. Le sélectionner encore

une fois et, dans la fenêtre apparaissant, appuyer sur View. Choisir Copy Curve Fit to Data Window.

Pour tracer la gaussienne, il suffit de choisir Derivative en l'appliquant sur les données du Curve Fit dans le menu Macros, et ensuite de tracer la gaussienne.

B.4.3 Énergie au sommet de la gaussienne

L'énergie au sommet est la puissance divisée par la fréquence des impulsions.

B.4.4 Deuxième façon de trouver le waist

Il est aussi possible de trouver le waist de la gaussienne directement sur cette courbe à l'aide de la théorie précédente et de valider le waist obtenu par l'autre méthode.