

Titre: Fabrication d'un réseau à long pas à l'aide d'un laser au CO₂
Title:

Auteur: Denis Perron
Author:

Date: 2000

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Perron, D. (2000). Fabrication d'un réseau à long pas à l'aide d'un laser au CO₂
[Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/8873/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8873/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Suzanne Lacroix
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**FABRICATION D'UN RÉSEAU À LONG PAS
À L'AIDE D'UN LASER AU CO₂**

DENIS PERRON

**DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE
GÉNIE DES MATÉRIAUX**

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

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

OCTOBRE 2000



**National Library
of Canada**
**Acquisitions and
Bibliographic Services**
385 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

**Bibliothèque nationale
du Canada**
**Acquisitions et
services bibliographiques**
385, 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.

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.

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 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.

0-612-60913-8

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

**FABRICATION D'UN RÉSEAU À LONG PAS
À L'AIDE D'UN LASER AU CO₂**

**présenté par : PERRON Denis
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. GONTHIER François, Ph. D., membre et codirecteur de recherche
M. VILLENEUVE Alain, Ph. D., membre**

REMERCIEMENTS

Je tiens particulièrement à remercier ma directrice Suzanne Lacroix pour son aide et ses conseils et mon codirecteur François Gonthier pour son expertise et pour avoir permis la faisabilité d'une maîtrise dans un milieu industriel. Je remercie aussi Xavier Daxhelet pour son aide théorique et ses programmes de simulation. Je remercie les gens d'ITF, tout spécialement Mourad Essid pour sa coopération en laboratoire, Éric Jarry pour son appui technique, Dominic Lavoie pour ses connaissances en informatique et Yvon Lemire pour son soutien mécanique.

Merci Claire d'avoir été à mes côtés tout au long de ce travail. Je remercie Gaston de m'avoir suggéré et encouragé à entreprendre des études de premier et de deuxième cycles.

SOMMAIRE

Cette recherche a pour but de déterminer les paramètres de fabrication d'un réseau à long pas (RLP) réalisé à l'aide d'un laser au CO₂ et d'étudier les mécanismes qui permettent l'inscription du réseau et la modification de l'indice du cœur de la fibre.

On fabrique un RLP pas par pas en irradiant la fibre optique avec des impulsions laser obtenues à l'aide d'un obturateur électronique et d'un système de lentilles. Lors de la fabrication du RLP toute tension sur la fibre doit être enlevée si on veut avoir un réseau avec peu de pertes et aucun couplage dans les modes impairs. On a observé qu'une augmentation de la puissance du laser entraîne un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les basses longueurs d'onde (pour une fibre standard utilisée en télécommunications). Par contre, il est possible de contrer ce décalage par une variation de la durée des impulsions laser en cours d'écriture. Avec une diminution de la dimension du point focal du faisceau laser, on obtient une augmentation du contraste, ce qui entraîne une diminution de la longueur du réseau. Des réseaux fabriqués dans une fibre photosensible (Fibercore) démontrent que le saut d'indice induit par la radiation au CO₂ est 2.5 fois supérieur à celui de la fibre standard.

Les réponses spectrales des réseaux et les mesures des profils d'indices de la fibre standard et de la fibre photosensible démontrent que la radiation CO₂ engendre un

changement d'indice. Ce changement est négatif dans le cœur de la fibre standard et positif dans le cœur de la fibre photosensible. Les photographies des modes de résonances démontrent très bien les zéros des fonctions de Bessel permettant d'identifier avec certitude les modes LP_{03} à LP_{07} . On obtient une variation de la longueur d'onde de couplage du mode LP_{05} de 5.6 nm/100°C sous un changement de température. Des mesures de vieillissement jusqu'à des températures de 1000° C démontrent des comportements nettement différents. En dessous de 800° C, on observe un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les basses longueurs d'onde, et au-dessus de 800° C, on observe un décalage de la longueur d'onde de résonance vers les hautes longueurs d'onde. Des mesures de la PDL démontrent que la radiation CO₂ crée une légère asymétrie dans le cœur de la fibre.

Ces RLP peuvent être utilisés pour faire des composants tels que des filtres larges bandes, des interféromètres permettant de fabriquer des wavelength démultiplexeur et multiplexeur (WDM) et des filtres d'égaliseur de gain pour les amplificateurs à l'erbium.

ABSTRACT

The goal of this study is to determine the process parameters for Long Period Grating (LPG) fabricated with a CO₂ laser and to analyze the different mechanisms involved in the grating marking and in the refractive index modification of the fiber core.

The manufacturing of the LPG is done step by step by sending CO₂ laser pulses on the optical fiber. The pulses are produced with an electronic shutter and a lens system. During the process, all the mechanical stress in the fiber must be relieved in order to have the minimum loss and no coupling into the odd propagation modes. We have observed that increasing the laser power leads to a wavelength shift towards lower values (for a standard telecommunication fiber). However, it is possible to avoid this shift by changing the length of the laser pulses during the marking. By reducing the focal point of the laser we get a better contrast resulting in a shorter grating. Grating manufactured in a photosensitive fiber (Fibercore) shows that the index step induced by the CO₂ laser radiation is 2.5 times larger than for a standard fiber.

The gratings spectral response and the refractive index profiles measured on the standard fiber and on the photosensitive fiber shows that the CO₂ laser radiation induces a negative index variation in the standard fiber core and a positive variation in the photosensitive fiber core. The picture of the resonant modes indicates the zero values of

the Bessel functions allowing the absolute identification of the LP_{03} to LP_{07} modes. We can obtain a wavelength variation of the LP_{05} mode of 5.6 nm/100°C when a temperature change is induced. Aging process measurements up to 1000°C clearly indicated two different behaviors. We observe a wavelength shift toward lower values for the resonant wavelength at temperature over 800°C and a wavelength shift toward higher values at temperature below 800°C. PDL measurements have shown that the CO₂ radiation produces a slight asymmetry in the fiber core.

LPGs can be used for components manufacturing such as: wide band filters, interferometers which could be used to produce wavelength multiplexer and demultiplexer (WDM) and gain flattening filter for the Erbium fiber amplifier.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	IV
SOMMAIRE.....	V
ABSTRACT.....	VII
LISTE DES FIGURES	XII
LISTE DES TABLEAUX.....	XV
LISTE DES SYMBOLES.....	XVI
LISTE DES ANNEXES.....	XVII
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1. Théorie des guides d'ondes cylindriques	3
1.1 Approche vectorielle	3
1.1.1. Équation d'onde vectorielle	4
1.1.2. Approximation scalaire (modes LP).....	7
1.2 Théorie des réseaux à long pas (RLP)	12
1.2.1. Équations différentielles couplées	12
1.2.2. Application de l'équation différentielle pour deux modes.....	15
1.2.3. Réponse spectrale des RLP	18
1.2.3.1. L'accord de phase.....	18
1.2.3.2. Évolution des coefficients de couplage	19
1.2.3.3. Transmission d'un RLP	21
CHAPITRE 2. Réalisation d'un réseau à long pas	22
2.1 Montage de réalisation d'un RLP	24
2.2 Comparaison entre des RLP avec une tension constante et sans tension	26

2.3 Étude du couplage en fonction de la puissance	30
2.4 Étude du couplage en fonction du temps des impulsions.....	36
2.5 Étude du couplage en fonction du pas.....	38
2.6 Variation de la dimension du point focal de la lentille	40
2.7 L'isolation comparée à la longueur du réseau.....	42
2.8 Reproductibilité.....	45
2.9 Fibre photosensible	47
2.10 Conclusion	49
CHAPITRE 3. Caractérisation des mécanismes.....	51
3.1 Caractérisation du changement d'indice engendré par le laser	51
3.1.1. Le signe du changement d'indice.....	52
3.1.2. Localisation de l'endroit du changement d'indice.....	55
3.2 Identification des modes LP_{0m}	60
3.3 Caractérisation en température	65
3.4 Caractérisation en tension.....	67
3.5 Compensation en température.....	69
3.6 Mesure de vieillissement.....	71
3.7 Mesure de surface	74
3.8 Attaque à l'acide fluoridrique (HF)	77
3.9 Fibre éclairée à l'UV	80
3.10 Mesure de la PDL	83
3.11 Conclusion	84
CHAPITRE 4. Les composants	87
4.1 Les capteurs	87
4.2 RLP en série sans gaine	88
4.2.1. Un saut de phase de π	88
4.2.2. Interféromètre modal	92

4.3 RLP en série avec gaine	95
4.4 Conclusion	97
CONCLUSION	98
RÉFÉRENCES.....	100

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Solution des équations d'ondes scalaires pour la constante de propagation mise sous la forme de n_{eff} en fonction de la longueur d'onde. Solution de LP_{01} à LP_{05}	9
Figure 1.2: Distribution spatiale des cinq premiers modes de symétrie circulaire de la SMF28 pour une longueur d'onde de 1550 nm.....	10
Figure 1.3: n_{eff} en fonction de la fréquence normalisée pour les 15 premiers modes LP guidées pour $0 < V < 10$. Figure tirée du recueil de notes du cours PHY 6209 de J. Bures.....	11
Figure 1.4: Accord de phase entre LP_{01} et LP_{0m} en fonction de la longueur d'onde.....	20
Figure 1.5: Coefficients de couplage entre LP_{01} et les six premiers modes pairs de gaine. Le $ \delta n $ utilisé est de 3.3×10^{-4}	20
Figure 1.6: Simulation de la transmission d'un RLP en fonction de la longueur d'onde..	21
Figure 2.1: Réseau à long pas réalisé dans une SMF28 de Corning avec les paramètres suivants: pas = 486 μm , puissance du CO_2 = 5.90 W, durée des impulsions = 800 ms et nombre de pas = 100.	23
Figure 2.2: Schéma du montage avec les lentilles cylindriques. Le montage avec la lentille sphérique est le même sauf que la lentille sphérique remplace les lentilles cylindriques.....	24
Figure 2.3: Réponse spectrale d'un RLP avec une tension continue de 1.0 g. Nombre de pas = 110. Fabriqué avec une lentilles cylindriques.....	28
Figure 2.4: Réponse spectrale d'un RLP avec une tension continue de 1.5 g. Nombre de pas = 40. Fabriqué avec une lentille sphérique.....	28
Figure 2.5: Réponse spectrale d'un RLP avec aucune tension. Les paramètres de fabrication sont: période = 488 μm , puissance = 6.0 W, durée de l'impulsion = 500 ms, nombre de pas = 95. Les paramètres de la simulation sont: $\delta n = -3.365 \times 10^{-4}$, $\delta n = 4.815 \times 10^{-3}$	30
Figure 2.6: Variation de LP_{05} en fonction de la puissance. Tous les RLP ont une période de 488 μm et une durée d'impulsion de 500 ms.	32
Figure 2.7: Courbe des δn obtenus par les simulations et la longueur des réseaux en fonction de la puissance du laser.....	32
Figure 2.8: Mécanisme d'augmentation du δn avec chevauchement des perturbations. $\delta n_1 > \delta n_2$	33
Figure 2.9: Mécanisme de saturation du δn avec chevauchement des perturbations. On a $\delta n_1 > \delta n_2$	34
Figure 2.10: Variation de LP_{05} en fonction du temps des impulsions et les δn associées, obtenues par les simulations. Chaque RLP a un pas = 490 μm et une puissance de 6.0 W.	37

Figure 2.11: Mécanisme expliquant le décalage vers les basses longueurs d'ondes tout en gardant le δn constant. $\delta n_1 = \delta n_2$	38
Figure 2.12: Variation de la longueur d'onde de couplage de LP_{05} en fonction du pas du réseau. Les RLP sont réalisés avec une puissance de 6,0 W et une durée d'impulsion de 500 ms.	39
Figure 2.13: Augmentation de l'isolation avec l'augmentation de la longueur du réseau.	43
Figure 2.14: Diminution de l'isolation avec l'augmentation de la longueur du réseau.	44
Figure 2.15: Réponses spectrales de deux réseaux fabriqués un après l'autre avec les mêmes paramètres; pas = 487 μm , puissance laser = 5.91 W, durée d'impulsion = 500 ms.....	45
Figure 2.16: Le réseau 2 a été ajusté au réseau 1 en faisant varier la durée des impulsions en cours d'écriture.....	46
Figure 2.17: Réponse spectrale d'un RLP dans un fibre photosensible. Les paramètres sont: pas = 425 μm , puissance laser = 6,0 W, durée d'impulsion = 500 ms et le nombre de pas = 45.....	48
Figure 3.1: Décalage du pic de LP_{05} en fonction du nombre de passages sur le même réseau.	54
Figure 3.2: Amplitude du δn de la perturbation obtenue par les simulations pour les réseaux de la figure 3.1	55
Figure 3.3: Profil d'indice d'un réseau fabriqué dans la SMF28.	57
Figure 3.4: Profil d'indice d'un réseau fabriqué dans la fibre photosensible.	59
Figure 3.5: Visualisation des modes LP_{03} et LP_{04} . De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du coeur vers la gaine.	62
Figure 3.6: Visualisation des modes LP_{05} et LP_{06} . De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du coeur vers la gaine.	63
Figure 3.7: Visualisation du mode LP_{07} . De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du coeur vers la gaine.....	64
Figure 3.8: Variation de la position de la longueur d'onde du pic du mode LP_{05} en fonction de la température.	66
Figure 3.9: Variation de la position de la longueur d'onde du pic du mode LP_{05} en fonction de l'étirage du réseau. L'axe des x est une grandeur sans dimension qui est donné par la distance d'étirement divisé par la distance des points d'attaches.....	68
Figure 3.10: Variation du mode LP_{05} de retour à la température de 100 °C après des plateaux de 20 minutes à hautes températures.....	72
Figure 3.11: Mesures de surface d'un réseau ayant un pas de 500 μm dans une SMF28, donnant la profondeur d'un creux causé par une impulsion laser. $\Delta Y = 350.5 \text{ nm}$	76
Figure 3.12: Mesures de surface d'un réseau ayant un pas de 500 μm dans une SMF28, donnant la distance entre trois creux successifs représentant le pas du réseau. $\Delta X = 1484 \mu\text{m}$	76

Figure 3.13: Réponse spectrale d'un RLP fabriqué avec la lentille sphérique dans une SMF28.	78
Figure 3.14: Réponse spectrale d'un RLP après une attaque au HF pendant 5 minutes... .	79
Figure 3.15: Un RLP fabriqué dans une SMF28 irradié à l'U.V. avant sa fabrication au CO ₂	81
Figure 3.16: RLP de fabrication normal.	82
Figure 3.17: PDL d'un réseau fabriqué dans la SMF28.	83
Figure 4.1: Deux réseaux identiques ayant 3 dB d'isolation mis en série distants d'une fois et demie le pas du réseau afin d'avoir un déphasage de π entre le mode de cœur et les modes de gaine.	91
Figure 4.2: Transmission spectrale d'un composant ayant un premier réseau avec 3 dB d'isolation, un saut de phase de π et un deuxième réseau ayant un nombre de pas égal à 100.....	92
Figure 4.3: Réponses spectrale des deux réseaux, à -3 dB, qui ont servi à fabriquer l'interféromètre modal.....	94
Figure 4.4: Réponse spectrale d'un interféromètre modal utilisant le mode LP_{05}	94
Figure 4.5: Courbe d'un égaliseur de gain simulée avec quatre RLP en série.	96

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: Paramètres de la simulation du RLP	21
Tableau 1.2: Paramètres de la fibre.....	21
Tableau 2.1: Caractéristiques des RLP avec une tension.	29
Tableau 2.2: Le pas du réseau obtenu afin de coupler l'énergie dans les modes LP_{03} à LP_{07} autour de 1550 nm.	39
Tableau 2.3: Caractéristiques des lentilles utilisées et des puissances nécessaires afin de réaliser des réseaux.....	40
Tableau 2.4: Compilation des longueurs des réseaux obtenus avec différentes lentilles.	42
Tableau 2.5: Le produit CL pour différentes longueurs du réseau.	43
Tableau 2.6: Résumé des paramètres optimums pour fabriquer ou ajuster un réseau à long pas.....	50
Tableau 3.1: Paramètres de fabrication des RLP	53
Tableau 3.2: CTE de quelques matériaux.	70
Tableau 3.3: Résumé des résultats de l'attaque au HF.....	79
Tableau 3.4: Résumé des résultats d'un réseau fabriqué dans une fibre irradiée à l'U.V.	82
Tableau 4.1: Paramètres des réseaux utilisés pour la fabrication de l'interféromètre.....	93
Tableau 4.2: Paramètres des RLP permettant de réaliser un filtre pour égaliser le gain d'un amplificateur à l'erbium.	96
Tableau 4.3: Paramètres de la SMF28 et de la fibre photosensible.	102
Tableau 4.4: Les paramètres des lentilles	107
Tableau 4.5: Signification des composantes du vecteur de Stokes.....	109
Tableau 4.6: Les quatre polarisations injectées dans le composant afin de déterminer les éléments de matrices m_{11} à m_{14}	110

LISTE DES SYMBOLES

- \bar{J} : Densité de courant.
 $*$: Complexe conjugué
 σ : Densité de charge.
 \bar{E} : Champ électrique.
 \bar{H} : Champ magnétique.
 μ_0 : Perméabilité du vide.
 ϵ_0 : Permittivité du vide.
 n : Indice de la silice.
 n_c : Indice du cœur de la fibre.
 n_g : Indice de la gaine de la fibre.
 n_{eff} : Indice effectif d'un mode.
 k : Nombre d'onde dans le vide.
 λ : Longueur d'onde dans le vide.
 ω : Fréquence angulaire.
 r : Position radial.
 ϕ : Position angulaire.
 β : Constante de propagation.
 z : Position longitudinale.
 v : Vitesse de phase.
 c : Vitesse de la lumière.
 ρ : Position radial.
 ρ_c : Dimension du rayon du cœur de la fibre.
 U : Paramètre modaux sans dimension.
 W : Paramètre modaux sans dimension.
 V : Fréquence normalisée.
 Ψ : Amplitude du champ électrique d'un mode.
 J_ℓ : Fonction de Bessel.
 K_ℓ : Fonction de Bessel modifier.
 C : Coefficient de couplage.
 Λ : Pas du réseau.
 δn : Changement d'indice induit par la perturbation.
 dn : Saut d'indice entre le cœur et la gaine.

LISTE DES ANNEXES

Annexe I: Paramètres des fibres utilisées	102
Annexe II: Explication du montage	103
Annexe III: Calcul du faisceau gaussien.....	106
Annexe IV: Programme de simulation	108
Annexe V: Calculs de la PDL	109

INTRODUCTION

L'arrivée de la fibre optique sur le marché des communications a transformé la technologie du transport de l'information. Depuis la dernière décennie, une multitude de composants tout-fibre sont apparus permettant ainsi une plus grande performance des systèmes. Dans la gamme des composants de base, on retrouve les coupleurs, les «tapers» et les réseaux. On peut agencer ensemble plusieurs composants de base afin de fabriquer des composants plus complexes pour répondre aux besoins du marché.

Une application qui est présentement très en demande dans les systèmes de communication est l'amplificateur à erbium. Ce composant, fabriqué à même la fibre optique, s'insère dans la ligne de transmission et amplifie le signal de communication qui le traverse. Par contre, cette amplification n'est pas constante en longueur d'onde, c'est-à-dire que certaines longueurs d'onde se trouvent amplifiées plus que d'autres et l'on doit mettre un filtre à la sortie de cet amplificateur afin d'atténuer le gain de façon à obtenir un gain uniforme. C'est surtout dans ce champ d'application que les réseaux à long pas trouvent leur place. En effet, on peut mettre plusieurs réseaux en série afin de réaliser un filtre permettant d'aplatir le gain de l'amplificateur à erbium. On appelle ce composant un filtre égalisateur de gain.

Il y a plusieurs méthodes pour fabriquer des réseaux à long pas. On retrouve dans la littérature la méthode par arc électrique réalisée par Godbout [1] et Enomoto [2], la méthode à l'aide d'un laser au CO réalisée par Karpov [3] et la méthode à l'aide d'un laser au CO₂ réalisée par Davis [4] et Akiyama [5] pour ne nommer que ceux-là.

Afin de pouvoir être intégrés dans les systèmes de communication, ces réseaux devront avoir des pertes en deçà de 0,04 dB, on devra pouvoir avoir un bon contrôle sur l'ajustement de la longueur d'onde de résonance et ils devront pouvoir être compensés en température.

Cette maîtrise traîne principalement de l'étude de faisabilité des réseaux à l'aide d'un laser au CO₂. Pour commencer, le chapitre 1 retrace les grandes lignes de la théorie traitant des guides d'ondes cylindriques, pour ensuite se concentrer sur les équations qui régissent les réseaux à long pas. Le chapitre 2 présente les résultats sur l'étude des paramètres de fabrication des réseaux. Chaque paramètre a été isolé et son effet a été caractérisé dans le but de pouvoir comprendre son comportement. À la fin du chapitre 2, on obtient un contrôle des paramètres permettant de fabriquer le filtre que l'on veut. Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation des mécanismes physiques pouvant générer un changement d'indice dans la fibre lorsque soumise à une radiation au CO₂. Quant au chapitre 4, il présente quelques expériences de fabrication de composant tout-fibre à l'aide de réseaux mis en série.

CHAPITRE 1. THÉORIE DES GUIDES D'ONDES CYLINDRIQUES

Les réseaux à long pas (RLP) se situent dans la catégorie des composants passifs. Fabriqué à l'intérieur même d'une fibre optique, le RLP permet un transfert de l'énergie des signaux transportés par la fibre optique entre les différents modes de propagation du guide.

Pour comprendre comment se propage un signal dans un guide d'onde cylindrique, ce chapitre présente les grandes lignes de la théorie vectorielle de la propagation d'onde dans un guide cylindrique. Par la suite, sont exposées les raisons qui ont permis de simplifier les équations vectorielles en équations scalaires. Les solutions discrètes des équations scalaires, beaucoup plus simples à manipuler, vont nous permettre de parler des modes de propagations linéairement polarisés, LP_{ij} . Ensuite, on démontrera plus spécifiquement les équations décrivant le transfert d'énergie entre les différents modes LP_{ij} causés par une perturbation du guide d'onde.

1.1 APPROCHE VECTORIELLE

Nous allons donner, en quelques pages, les principes théoriques fondamentaux des guides d'ondes cylindriques. Celles-ci ne se veulent pas une étude détaillée de la

théorie de la propagation d'une onde dans un guide, car la théorie est très bien connue et on peut la retrouver dans plusieurs ouvrages portant sur le sujet. C'est pourquoi cette partie retracera seulement les grandes lignes afin que le lecteur puisse se situer dans le contexte et qu'il puisse suivre le développement des équations plus détaillées sur les RLP de la section 1.2.

1.1.1. Équation d'onde vectorielle

Dans le cas d'une fibre optique, on est en présence d'un guide d'onde non magnétique avec un diélectrique sans courant $\bar{J} = 0$ ni charges $\sigma = 0$. Ce guide possède une invariance en translation selon son axe de propagation et une symétrie circulaire transversale. Le point de départ est les équations de Maxwell avec une permittivité diélectrique $\varepsilon(r, \phi) = n^2(r, \phi) \varepsilon_0$ et une perméabilité magnétique $\mu = \mu_0$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\nabla} \wedge \bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = i\omega \mu_0 \bar{H} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} k \bar{H} \\ \bar{\nabla} \wedge \bar{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = -i\omega \varepsilon_0 n^2 \bar{E} = -i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} k n^2 \bar{E} \\ \bar{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 n^2 \bar{E}) = 0 \\ \bar{\nabla} \cdot (\mu_0 \bar{H}) = 0 \end{array} \right. \quad (1.1)$$

où les champs électrique \bar{E} et magnétique \bar{H} généraux sont:

$$\begin{cases} \bar{E}(\vec{r}, t) = \bar{E}(r, \phi, z) e^{-i\omega t} \\ \bar{H}(\vec{r}, t) = \bar{H}(r, \phi, z) e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (1.2)$$

À l'aide d'identités vectorielles et de quelques manipulations mathématiques, il est facile d'obtenir les équations d'ondes vectorielles homogènes dépendant seulement de l'indice du milieu. De plus, si on considère un guide invariant en translation, signifiant que l'indice de réfraction n est indépendant de l'axe de propagation, z dans notre cas, on peut décomposer l'opérateur gradient $\bar{\nabla}$ en un gradient transverse $\bar{\nabla}_t$ et une dérivé en \hat{z} .

Ce qui nous amène aux équations vectorielles homogènes suivantes:

$$\begin{cases} (\bar{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \bar{e} = (\bar{\nabla}_t + i\beta \hat{z}) (\bar{e} \cdot \bar{\nabla}_t \ln n^2) \\ (\bar{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \bar{h} = \{(\bar{\nabla}_t + i\beta \hat{z}) \wedge \bar{h}\} \wedge \bar{\nabla}_t \ln n^2 \end{cases} \quad (1.3)$$

Les solutions discrètes de ces équations, appelées les modes de propagation du guide, sont de la forme suivante:

$$\begin{cases} \bar{E}_j(r, \phi, z, t) = \bar{e}_j(r, \phi) e^{i\beta_j z} e^{-i\omega t} \\ \bar{H}_j(r, \phi, z, t) = \bar{h}_j(r, \phi) e^{i\beta_j z} e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (1.4)$$

où β_j représente la constante de propagation du mode donné. La vitesse de phase d'un mode guidé ayant une constante de propagation β est $\nu = \omega/\beta = kc/\beta$, k étant le nombre d'onde. Pour qu'il y ait guidage d'une onde dans une fibre optique, l'indice du cœur doit être plus grand que l'indice de la gaine. Cela nous amène à déterminer les bornes

inférieures et supérieures de la vitesse de phase $\nu_{\min} = c/n_c$ et $\nu_{\max} = c/n_g$, n_c étant l'indice du coeur et n_g étant l'indice de la gaine. Écrit différemment:

$$\frac{1}{n_c} \leq \frac{k}{\beta} \leq \frac{1}{n_g} \text{ ou } kn_g \leq \beta \leq kn_c$$

On déduit les deux inéquations suivantes:

$$k^2 n_c^2 - \beta^2 \geq 0 \text{ et } k^2 n_g^2 - \beta^2 \leq 0$$

De là, on peut définir plusieurs paramètres modaux sans dimension.

$$\begin{aligned} U^2 &= \rho_c^2 (k^2 n_c^2 - \beta^2) && \text{dans le coeur} \\ W^2 &= \rho_c^2 (\beta^2 - k^2 n_g^2) && \text{dans la gaine} \\ V^2 &= \sqrt{U^2 + W^2} = k \rho_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \end{aligned} \tag{1.5}$$

V est appelée la fréquence normalisée. On l'appelle aussi le paramètre du guide parce qu'il caractérise complètement le guide d'onde à deux couches par l'indice du coeur, l'indice de la gaine et le rayon du coeur (ρ_c).

Il est pratique de définir un indice effectif caractérisant un mode donné par:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_j}{k} \tag{1.6}$$

Parallèlement à ce développement on peut, à l'aide des équations de Maxwell, exprimer les composantes transversales des champs électriques e_r , e_ϕ et magnétiques h_r , h_ϕ en fonction des composantes longitudinales e_z et h_z . Il suffit alors de résoudre

l'équation (1.3) pour e_z et h_z . Connaissant e_z et h_z on peut connaître toutes les composantes des champs électriques et magnétiques.

1.1.2. Approximation scalaire (modes LP)

L'approximation scalaire est un cas particulier de l'équation d'onde vectorielle. En effet lorsque nous avons une fibre à saut d'indice, dans notre cas un saut de 0,0045, on peut simplifier grandement les équations vectorielles en faisant l'approximation du guidage faible et en éliminant le terme $\nabla, \ln n^2$. Pour une fibre à saut d'indice, c'est-à-dire n_c constant dans le coeur et n_g constant dans la gaine, le terme $\nabla, \ln n^2$ devient nul. Aussi les composantes longitudinale des champs électriques e_z et magnétiques h_z deviennent négligeables lorsque $n_c \approx n_g$, amenant ainsi les deux polarisations à se comporter pratiquement de la même façon, $e_x \approx e_y$ et $h_x \approx h_y$. C'est ce qu'on appelle l'approximation du guidage faible. Les équations d'ondes vectorielles deviennent alors les équations d'ondes scalaires:

$$(\nabla_i^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \begin{pmatrix} e_x \\ h_y \end{pmatrix} \text{ ou } \begin{pmatrix} e_y \\ h_x \end{pmatrix} = 0 \quad (1.7)$$

Si on développe cette équation en appliquant l'opérateur laplacien scalaire en coordonnées polaires sur l'amplitude du champ électrique, Ψ_1 , on obtient l'équation d'onde scalaire.

$$\frac{d^2\Psi_1(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Psi_1(r)}{dr} + \left(k^2 n^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \Psi_1(r) = 0 \quad (1.8)$$

Cette équation d'onde est l'équation différentielle des fonctions de Bessel J_l et Y_l ou de Bessel modifiées I_l et K_l . Les solutions de cette équation différentielle sont de la forme:

$$\begin{cases} \Psi_1(r) = \frac{AJ_l\left(\frac{Ur}{\rho}\right)}{J_l(U)} \text{ pour } r \leq \rho_c \\ \Psi_1(r) = \frac{BK_l\left(\frac{Wr}{\rho}\right)}{K_l(W)} \text{ pour } r > \rho_c \end{cases} \quad (1.9)$$

où ρ_c est le rayon du cœur. En appliquant les conditions de continuité des champs et de leurs dérivées aux différentes interfaces des milieux constituant le guide d'onde, on obtient une équation aux valeurs propres donnant les familles de solutions des constantes de propagation β , dont chaque β détermine un mode de propagation LP_{lm} .

Comme cette équation est fonction de la longueur d'onde à travers le nombre d'onde et des indices, on obtient donc, pour chaque longueur d'onde, une famille de solutions. Sur la figure 1.1 on a tracé les solutions de β de chaque mode en fonction de la longueur d'onde sous la forme de n_{eff} selon la relation (1.6). La figure 1.2 représente la distribution spatiale du champ des cinq premiers modes ayant une symétrie circulaire, LP_{01} à LP_{05} pour une fibre optique de communication, typiquement la SMF28TM (cette

fibre est une marque déposée, par la suite on notera seulement SMF28), à la longueur d'onde de 1550 nm.

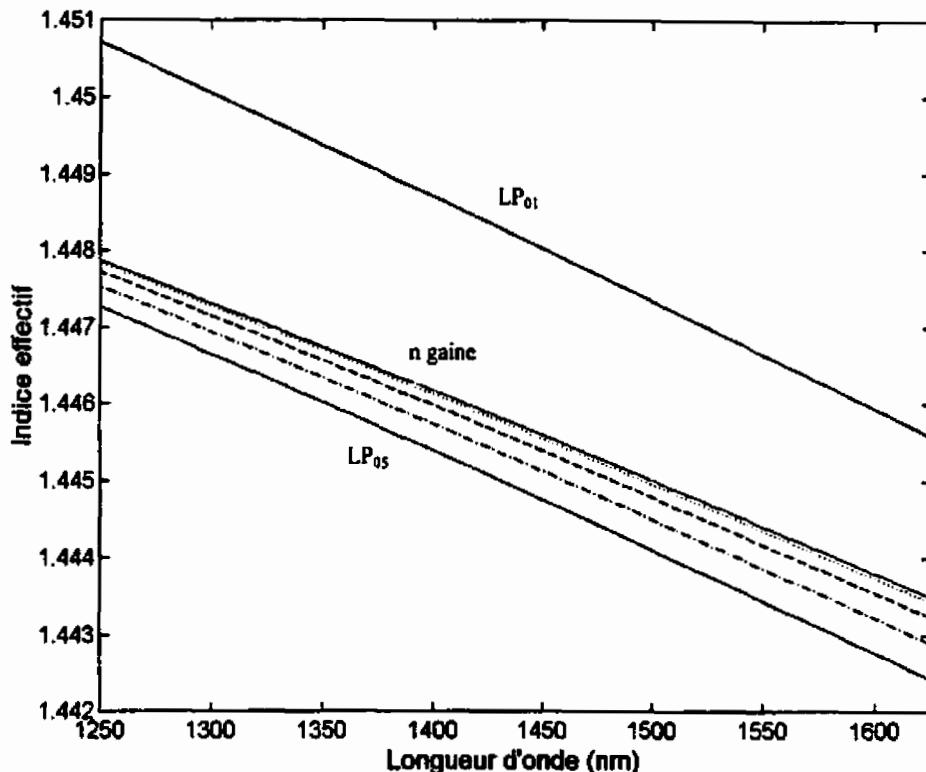


Figure 1.1: Solution des équations d'ondes scalaires pour la constante de propagation mise sous la forme de n_{eff} en fonction de la longueur d'onde. Solution de LP_{01} à LP_{05} .

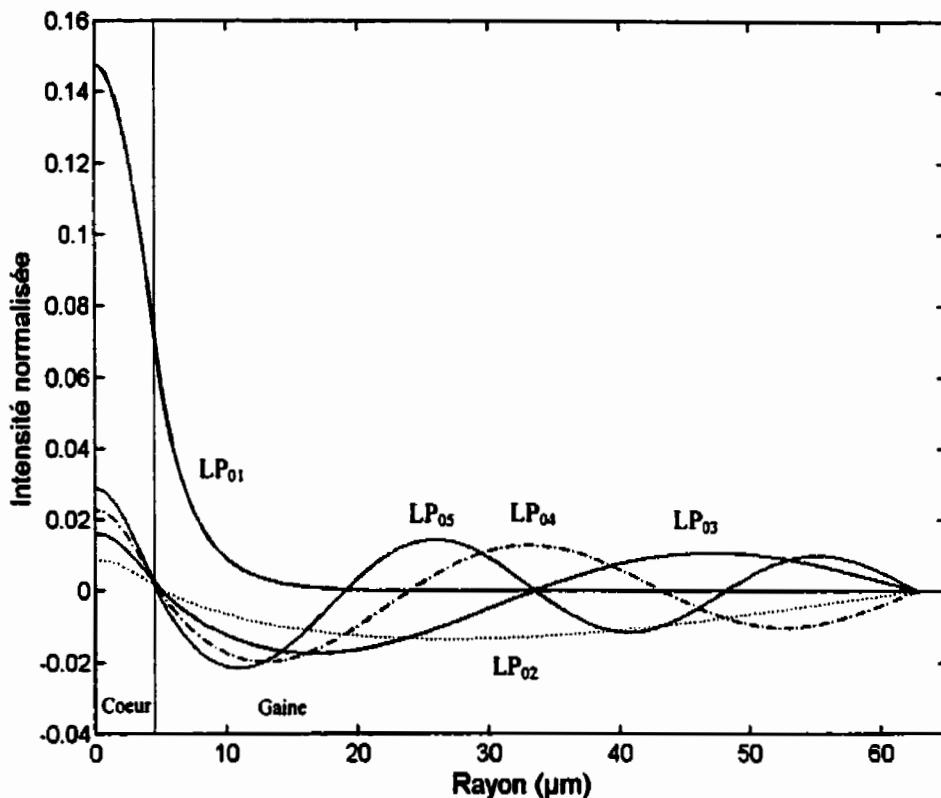


Figure 1.2: Distribution spatiale des cinq premiers modes de symétrie circulaire de la SMF28 pour une longueur d'onde de 1550 nm.

Une autre façon de représenter les solutions de l'équation aux valeurs propres est d'exprimer n_{eff} en fonction de la fréquence normalisée V et de tracer le graphique de n_{eff} en fonction de V .

$$n_{eff}(V) = \frac{\beta}{k} = n_c \sqrt{1 - \frac{2\Delta U^2}{V^2}} \quad \text{avec} \quad \Delta = \frac{(n_c^2 - n_g^2)}{2n_c^2} \quad (1.10)$$

On remarque sur la figure 1.3 que pour avoir un guide d'onde avec seulement un mode guidé, on doit avoir une fréquence normalisée inférieure à 2,405. En se référant à l'équation (1.5) pour V , lorsque le Δn^2 est fixé il reste deux degrés de liberté, le rayon du cœur et la longueur d'onde utilisée. Si on prend une fibre optique comme guide d'onde et que l'on utilise la longueur d'onde de communication, fixée à 1550 nm, on se trouve à déterminer le rayon du cœur de la fibre optique.

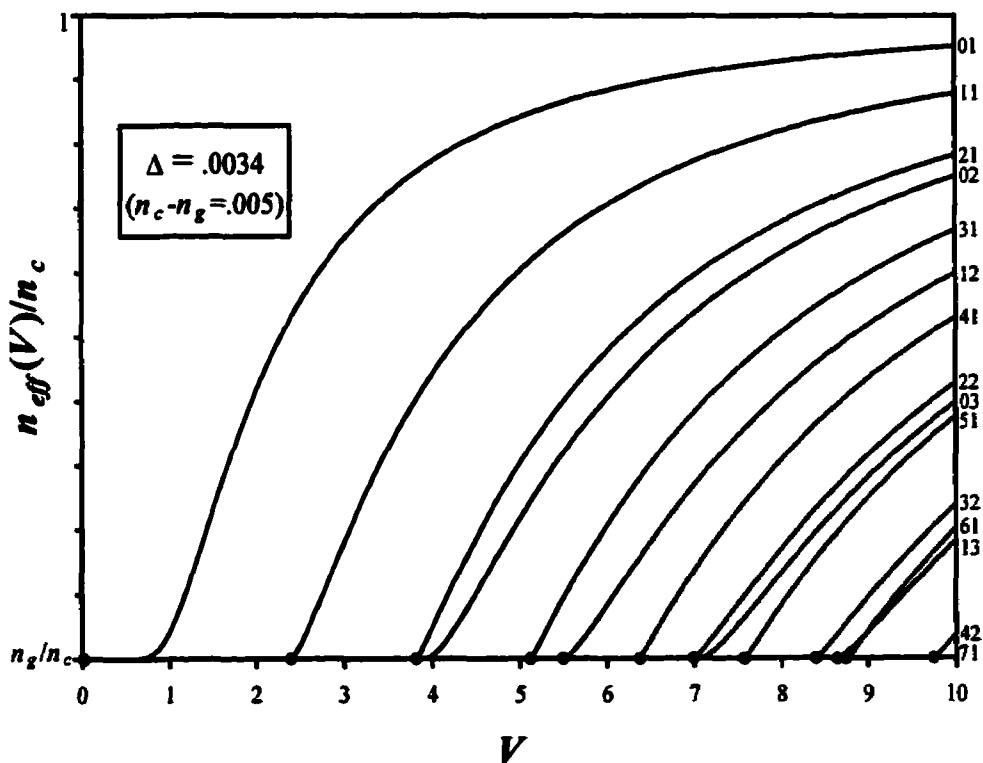


Figure 1.3: n_{eff} en fonction de la fréquence normalisée pour les 15 premiers modes LP guidées pour $0 < V < 10$. Figure tirée du recueil de notes du cours PHY 6209 de J. Bures.

1.2 THÉORIE DES RÉSEAUX À LONG PAS (RLP)

Les fibres optiques utilisées pour la communication sont de type unimodales, c'est-à-dire qu'elles ont un cœur ne permettant qu'un mode guidé que l'on appelle le mode fondamental LP_{01} . Ce sont des guides cylindriques possédant une invariance en translation. Ce genre de guide ne permet pas de couplage (transfert d'énergie) entre le mode fondamental et les modes de gaine LP_{1m} avec $m \neq 1$, c'est-à-dire que la fibre est en réalité à trois couches (cœur, gaine et air). Par contre lorsque l'on crée une perturbation dans le guide, on permet un transfert d'énergie entre le mode LP_{01} et les différents modes de gaine LP_{1m} . L'étude et la compréhension de ces perturbations ont mené à la réalisation de composants passifs tout fibre. Dans cette section nous allons présenter spécifiquement les équations permettant de quantifier une perturbation périodique de l'indice de la fibre, le long de son axe de propagation. Cette perturbation porte le nom de réseau à longs pas et permet un couplage codirectionnel, c'est-à-dire un transfert d'énergie entre le mode fondamental et les modes de gaine se propageant dans la même direction.

1.2.1. Équations différentielles couplées

L'énergie, dans une fibre optique, est transportée par les modes du guide. Prenons un guide caractérisé par son profil d'indice $n^2(x,y)$, non perturbé et ayant une invariance en translation, le champ électrique normalisé d'un mode j s'écrit, (ici on omet la dépendance en temps, $\exp(-i\omega t)$, car elle n'intervient pas dans les calculs).

$$\vec{E}_j = \vec{e}_j(x, y) \exp(i\beta_j z) \quad (1.11)$$

Maintenant on crée une perturbation locale dans le guide. La perturbation a pour effet de changer les caractéristiques du guide à cet endroit, ce qui entraîne une modification du champ électrique du mode de propagation. Dans le cas qui nous intéresse, la perturbation n'affecte que l'indice de réfraction qui devient $n''(x, y, z)$. On peut à ce moment décomposer le champ électrique perturbé \vec{E}_j sur la base des modes progressifs.

$$\vec{E}_j(x, y, z) = \sum_m a_m(z) \hat{e}_m(x, y) \quad (1.12)$$

Ici on ne tient pas compte de la base des modes régressifs car on est en couplage codirectionnel. En supposant un guide sans absorption entraînant $n = n'$ et $n'' = n'''$ et en exprimant le coefficient $a_m(z)$ sous la forme d'un coefficient multipliant une phase, on obtient l'équation différentielle de la variation de l'amplitude des modes progressifs perturbés, en fonction de la distance z le long du guide. Le cheminement du passage de l'équation (1.12) à (1.13) se trouve dans Snyder [6].

$$a_m(z) = b_m(z) e^{(i\beta_m z)} \quad (1.13)$$

$$\frac{db_j(z)}{dz} = -i \sum_{m \neq j} b_m(z) C_{jm}(z) e^{-i(\beta_j - \beta_m)z} \quad (1.14)$$

où C_{jm} représente le coefficient de couplage entre le mode j et le mode m ;

$$C_{jm}(z) = \frac{k}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{A_0} \delta n^2(x, y) \vec{e}_j^*(x, y) \cdot \hat{e}_m(x, y) dA \quad (1.15)$$

où δn représente le changement d'indice produit par la perturbation.

Dans notre analyse, on considère que la perturbation modifie principalement l'indice du cœur de la fibre, laissant l'indice de la gaine invariant. On peut remarquer qu'aux endroits où il n'y a pas de perturbation, δn^2 vaut zéro, entraînant ainsi un coefficient de couplage nul. Aussi lorsque la perturbation ne modifie pas la symétrie circulaire du guide, l'intégrale de recouvrement des champs électriques est nulle entre les modes LP_{0m} et LP_{1m} , car ces modes sont respectivement de symétrie paire et impaire. C'est pourquoi on considère seulement les couplages entre les modes LP_{01} et LP_{0m} . Dans le cas d'un réseaux à long pas (couplage codirectionnel) la perturbation d'indice est périodique on peut donc écrire le coefficient de couplage sous la forme suivante:

$$C_{jm} = C_{mj}^* = C e^{i(k_s z + \Phi)} \quad (1.16)$$

où $k_s = \frac{2\pi}{\Lambda}$ et Λ représente le pas du réseau.

En remplaçant le nouveau coefficient de couplage dans l'équation (1.14), on obtient l'équation différentielle décrivant la variation de l'amplitude des modes progressifs, le long de l'axe de propagation d'une fibre optique, sous une perturbation périodique de son profil d'indice.

$$\frac{db_j(z)}{dz} = -i \sum_{m \neq j} b_m(z) C e^{-i((\beta_j - \beta_m - k_s)z - \Phi)} \quad (1.17)$$

Un autre paramètre est intéressant de définir est l'indice moyen. L'indice moyen représente l'indice que voit le mode lorsqu'il traverse le réseau et est définie par l'équation (1.18).

$$n_{moy} = n_c + \frac{\delta n}{2} \quad (1.18)$$

En considérant que δn est simulé par une forme sinusoïdale.

1.2.2. Application de l'équation différentielle pour deux modes

Regardons maintenant plus spécifiquement le couplage entre deux modes codirectionnels produit par une perturbation d'indice périodique. Posons Ψ_1 l'amplitude du mode LP_{01} et Ψ_2 l'amplitude du mode LP_{02} . Les coefficients C_{jm} deviennent:

$$\begin{cases} C_{12} = C e^{i(k_b z + \Phi)} \\ C_{21} = C^* = C e^{-i(k_b z + \Phi)} \end{cases} \quad (1.19)$$

Les équations différentielles (1.17) de l'amplitude Ψ_1 et Ψ_2 sont exprimées par:

$$\begin{cases} \frac{d\Psi_1(z)}{dz} = i\Psi_2(z)C e^{-i((\beta_1 - \beta_2 - k_b)z + \Phi)} \\ \frac{d\Psi_2(z)}{dz} = i\Psi_1(z)C e^{i((\beta_1 - \beta_2 - k_b)z + \Phi)} \end{cases} \quad (1.20)$$

Ce système d'équations couplées peut se ramener à deux équations différentielles complexes du second ordre à coefficients constants.

$$\begin{cases} \frac{d^2\Psi_1}{dz^2} + i\gamma \frac{d\Psi_1}{dz} + C^2\Psi_1 = 0 \\ \frac{d^2\Psi_2}{dz^2} + i\gamma \frac{d\Psi_2}{dz} + C^2\Psi_2 = 0 \end{cases} \quad (1.21)$$

$$\gamma = \beta_1 - \beta_2 - k_b \quad (1.22)$$

La solution de ce système d'équations donne des solutions oscillatoires pour Ψ_1 et Ψ_2 . Les intensités des deux modes s'échangent de façon périodique d'un mode à l'autre le long de la perturbation. Il est pratique d'écrire la solution de façon matricielle.

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(z) \\ \Psi_2(z) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} \Psi_1(0) \\ \Psi_2(0) \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

où T représente la matrice de transfert.

$$T = e^{-i\left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}\right)z} \begin{bmatrix} \left\{ \cos(\alpha z) - i\frac{\gamma}{2\alpha} \sin(\alpha z) \right\} e^{-i\frac{\pi}{\lambda}z} & i\frac{C}{\alpha} \sin(\alpha z) e^{-i\left(\frac{\pi}{\lambda}z + \phi\right)} \\ i\frac{C}{\alpha} \sin(\alpha z) e^{i\left(\frac{\pi}{\lambda}z + \phi\right)} & \left\{ \cos(\alpha z) + i\frac{\gamma}{2\alpha} \sin(\alpha z) \right\} e^{i\frac{\pi}{\lambda}z} \end{bmatrix} \quad (1.24)$$

Les intensités des modes deviennent avec les conditions initiales suivantes:

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(0) \\ \Psi_2(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{cases} |\Psi_1(z)|^2 = \cos^2 \alpha z + \left(\frac{\gamma}{2\alpha}\right)^2 \sin^2 \alpha z \\ |\Psi_2(z)|^2 = \frac{C^2}{\alpha^2} \sin^2 \alpha z \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + C^2} \quad (1.26)$$

L'intensité du mode de gaine $|\Psi_2(z)|^2$ sera maximale lorsque $\sin^2(\alpha z) = 1$. Cela donne:

$$z = (2p+1) \frac{\pi}{2\alpha} \quad (1.27)$$

Cependant, afin d'avoir un couplage maximal d'intensité entre les deux modes, l'intensité du mode de coeur $|\Psi_1(z)|^2$ doit être minimum. Le coefficient $\left(\frac{\gamma}{2\alpha}\right)$ doit être égal à zéro afin d'éliminer le sinus carré. Le coefficient α ne peut être zéro car ceci signifierait qu'il n'y a plus de perturbation. Cela implique que γ doit être zéro. À l'aide de (1.21) on obtient:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0 = \beta_1 - \beta_2 - k_B \\ k_B &= \beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Cette condition s'appelle l'accord de phase. Il est souvent plus commode d'exprimer l'accord de phase en fonction des indices effectifs à l'aide de (1.5).

$$\lambda_c = (neff_1 - neff_m) \Lambda \quad (1.29)$$

où λ_c représente la longueur d'onde à laquelle l'accord de phase s'effectue.

Par ailleurs lorsque l'on obtient le premier maximum de $|\Psi_2(z)|^2$, $p = 0$ dans l'équation (1.27) et avec $\gamma = 0$ dans l'équation (1.26) on obtient la longueur que le RLP doit avoir.

$$z = L = \frac{\pi}{2C} \quad (1.30)$$

On remarque que la longueur du réseau est inversement proportionnelle au δn engendré par la perturbation.

1.2.3. Réponse spectrale des RLP

Cette section sera consacrée à la modélisation de RLP à l'aide d'un programme de simulation (voir annexe IV). Toutes les simulations sont faites avec la SMF28 de Corning (pour les spécifications de la fibre voir l'annexe I); c'est une fibre optique unimodale de communication. Le calcul des indices effectifs sera présenté, ainsi que le graphique de la condition d'accord de phase nécessaire pour avoir un transfert d'énergie entre le mode de cœur LP_{01} et les modes de gaines LP_{0m} , l'évolution des coefficients de couplage et la réponse spectrale du réseau en transmission.

1.2.3.1. L'accord de phase

D'après l'équation (1.29), chaque mode de gaine a sa propre longueur d'onde de couplage avec le mode fondamental. Donc en traçant le graphique du pas du réseau en fonction de la longueur d'onde, on pourra prédire pour un pas du réseau donné, les longueurs d'onde de couplage. La figure 1.4 illustre les courbes du pas du réseau en fonction de la longueur d'onde pour un couplage du modes LP_{01} vers les modes LP_{02} à LP_{07} .

1.2.3.2. Évolution des coefficients de couplage

Les coefficients de couplage se calculent selon l'expression (1.15). La figure 1.5 représente l'évolution des coefficients de couplage en fonction de la longueur d'onde pour un $|\delta n| = 3.3 \times 10^{-4}$.

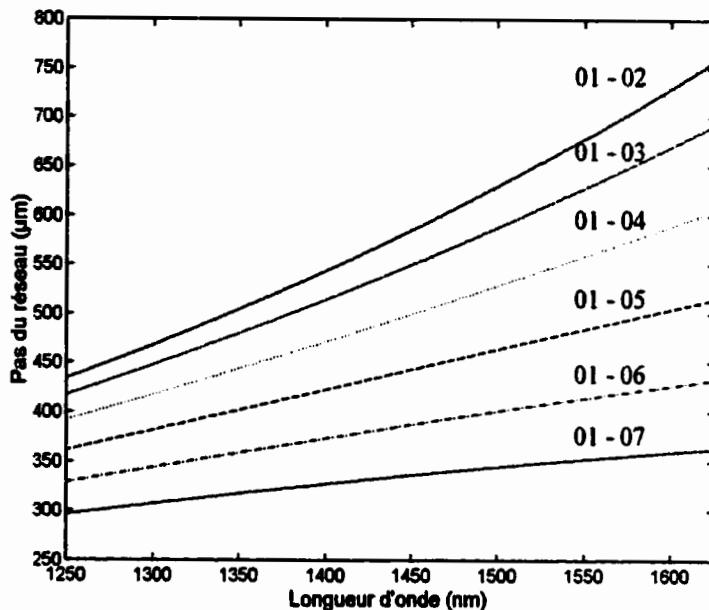


Figure 1.4: Accord de phase entre LP_{01} et LP_{0m} en fonction de la longueur d'onde.

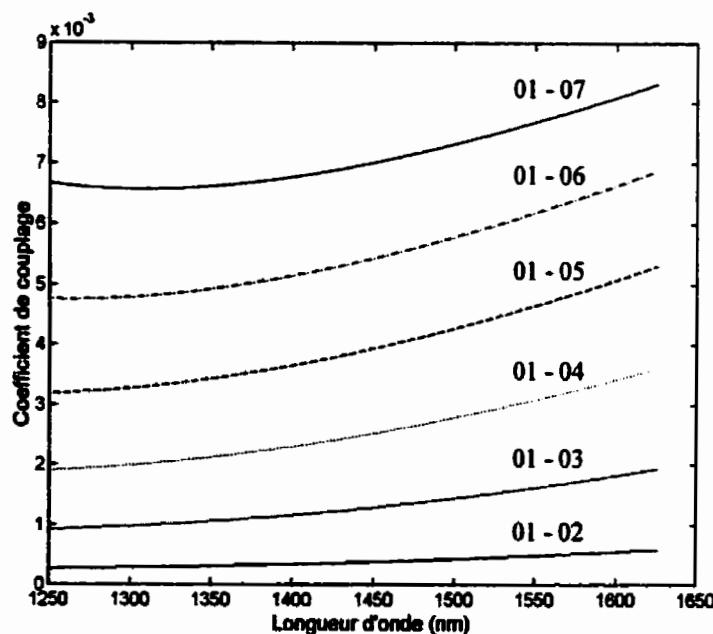


Figure 1.5: Coefficients de couplage entre LP_{01} et les six premiers modes pairs de gaine. Le $|\delta n|$ utilisé est de 3.3×10^{-4} .

1.2.3.3. Transmission d'un RLP

La réponse spectrale d'un RLP en fonction de la longueur d'onde est tracée sur la figure 1.6. Cette simulation a été calculée avec les paramètres suivants:

Tableau 1.1: Paramètres de la simulation du RLP .

Pas du RLP (Λ) μm	Nombre de pas	Variation d'indice (δn) $\times 10^{-4}$	Longueur du RLP mm
488	95	-3,365	46,36

• Le δn représente le changement d'indice du cœur créé par la perturbation.

Tableau 1.2: Paramètres de la fibre.

Rayon du cœur μm	dn du cœur $\times 10^{-3}$	Rayon de gaine μm
4,5	4,815	62,5

• Le dn représente le saut d'indice entre la gaine et le cœur.

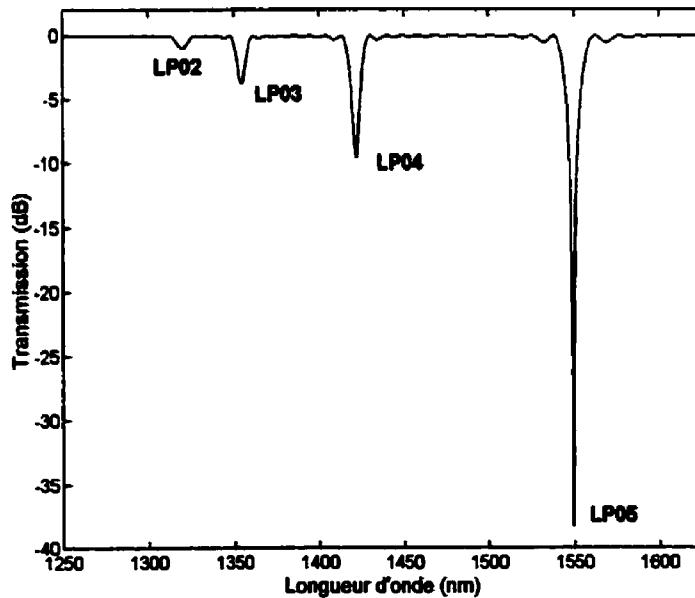


Figure 1.6: Simulation de la transmission d'un RLP en fonction de la longueur d'onde.

CHAPITRE 2. RÉALISATION D'UN RÉSEAU À LONG PAS

On a vu dans le premier chapitre qu'il est possible de coupler de l'énergie du mode fondamental LP_{01} d'une fibre optique, aux modes de gaines LP_{0m} , par l'entremise d'une perturbation périodique de l'indice du guide. On a aussi établi les équations permettant de quantifier les différents paramètres du réseau comme: les coefficients de couplage, les longueurs d'onde à l'accord de phase et les indices effectifs des modes. On présentera dans ce chapitre les résultats obtenus de la réalisation d'un réseau à longs pas, à l'aide d'un laser au CO₂. Le laser au CO₂ est utilisé comme source de chaleur, afin de créer les perturbations périodiques de l'indice de réfraction de la fibre optique.

Tout d'abord on commence par une description brève du montage utilisé, afin de bien cibler le rôle de chaque paramètre pouvant influencer la réalisation du RLP. Ensuite on passe un à un les paramètres de fabrication et on verra leurs implications sur les performances d'un réseau.

Dans la première partie de ce chapitre, on voit comment la tension sur la fibre influence les pertes d'un RLP et comment la puissance permet de réduire la longueur du RLP. Ensuite, il est démontré comment la variation de la durée des impulsions permet un ajustement fin de la longueur d'onde de couplage, contrairement à l'ajustement grossier lorsque l'on fait varier le pas du réseau. Les dernières sections discutent dans l'ordre, des

effets engendrés par une diminution de la dimension du point focal, de la grande reproductibilité que ce montage permet d'atteindre et de réseaux réalisés dans une fibre photosensible. La figure 2.1 présente la transmission en longueur d'onde d'un RLP fabriqué dans une SMF28. On remarque la très bonne concordance entre la simulation théorique et la courbe expérimentale.

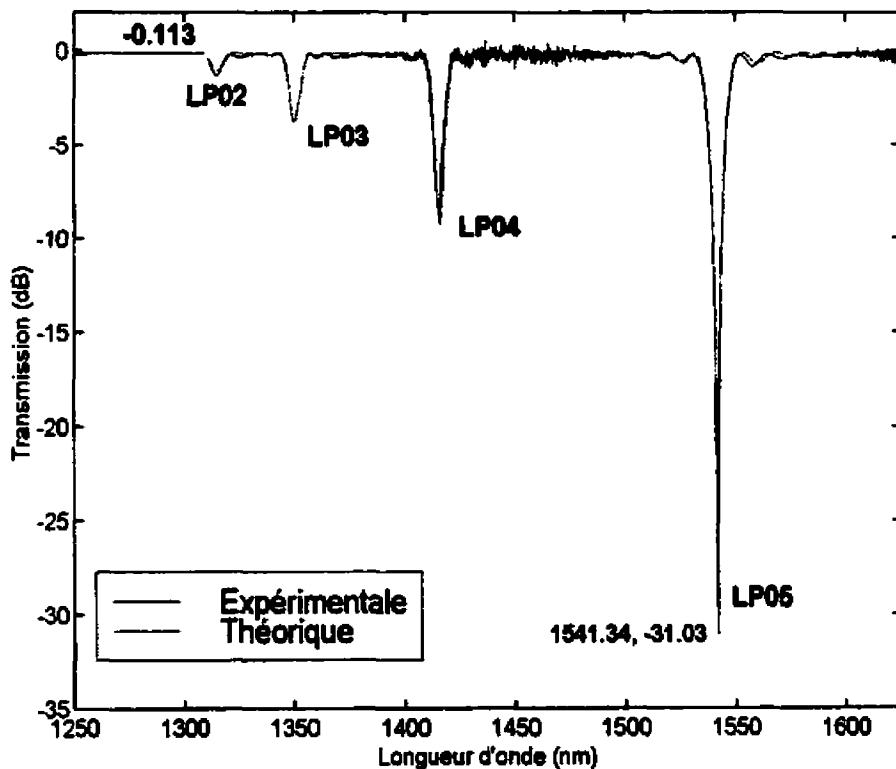


Figure 2.1: Réseau à long pas réalisé dans une SMF28 de Corning avec les paramètres suivants: pas = 486 μ m, puissance du CO₂ = 5.90 W, durée des impulsions = 800 ms et nombre de pas = 100.

2.1 MONTAGE DE RÉALISATION D'UN RLP

Le montage est expliqué de façon détaillée en annexe II. Il n'est présenté ici que les points importants du montage.

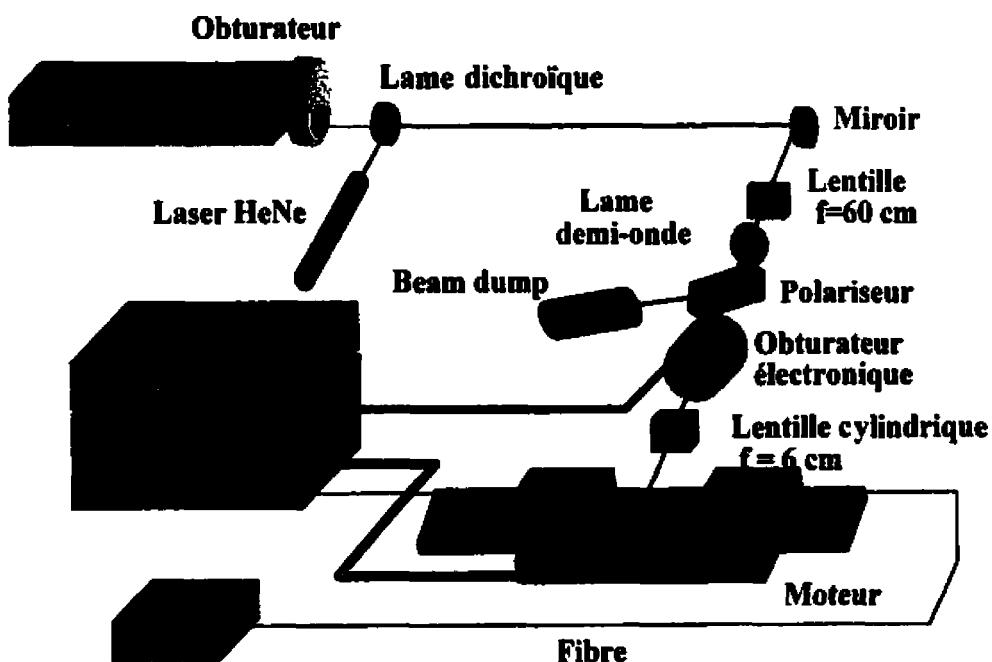


Figure 2.2: Schéma du montage avec les lentilles cylindriques. Le montage avec la lentille sphérique est le même sauf que la lentille sphérique remplace les lentilles cylindriques.

La réalisation d'un RLP se fait point par point, c'est-à-dire que l'on envoie une impulsion laser focalisée sur la fibre, on déplace ensuite la fibre sur la distance du pas du réseau pour lui envoyer la deuxième impulsion. On continue ainsi jusqu'à l'obtention du réseau voulu. Les paramètres contrôlant la réalisation d'un RLP sont la puissance du laser, le temps de l'impulsion laser, la tension mise sur la fibre et la dimension du

faisceau laser à son point focal. Sur le montage, l'ensemble lame demi-onde et polariseur permettent de contrôler la puissance du laser arrivant sur la fibre, et l'obturateur électronique contrôle le temps des impulsions. La tension sur la fibre est obtenue par un poids fixé à la fibre, et la dimension du point focal est contrôlé par les lentilles utilisées.

L'étude de l'implication de la dimension du faisceau laser à son point focal a nécessité deux montages. Dans le premier cas, on a utilisé une lentille sphérique. Dans le deuxième cas, on a remplacé la lentille sphérique par deux lentilles cylindriques permettant d'obtenir une ligne focale. À l'exception de quelques résultats présentés avec la lentille sphérique, qui seront mentionnés, tous les résultats présentés dans ce mémoire sont réalisés avec les deux lentilles cylindriques.

On a choisi d'utiliser la fibre de communication SMF28 de Corning, du fait de sa grande popularité, mais surtout à cause des hypothèses avancées par Enomoto [2] sur les mécanismes physiques pouvant permettre la création d'un RLP par chauffage de celle-ci. Leur hypothèse avance que le changement d'indice créé dans la fibre est causé par un relâchement de contraintes entre le cœur et la gaine, sous l'effet de la chaleur. C'est pour cette raison que l'on utilise un laser au CO₂ en régime continu comme source de chaleur. Néanmoins le fait que la SMF28 possède de faible de contrainte, selon les mesures effectuées par Raine [7], on choisi cette fibre pour faire nos expériences, car il est facile de s'en procurer à faible coup de reviens. Aussi, comme elle est également utilisée pour

les réseaux de communications, les RLP ainsi créés seront facilement intégrables aux réseaux de communications.

2.2 COMPARAISON ENTRE DES RLP AVEC UNE TENSION CONSTANTE ET SANS TENSION

La tension appliquée sur la fibre est le paramètre qui influence le plus la valeur des pertes des RLP. On a tout d'abord étudié la faisabilité des RLP en mettant une tension sur la fibre pour se rendre compte que les meilleurs RLP s'obtenaient sans tension.

On applique une tension sur la fibre de la façon suivante: un côté du RLP est fixé sur son support par une pince, tandis que l'autre côté la fibre, à laquelle on a fixé un poids, est simplement appuyé sur son support. Lorsque l'impulsion arrive sur la fibre, elle la chauffe à une température rendant la silice malléable; le poids de 1 g à 1.5 g étire légèrement la fibre provoquant localement un changement d'indice. Cette méthode est très sensible à la puissance du laser et à la durée de l'impulsion. En effet, une puissance trop forte ou une impulsion trop longue brisent la symétrie circulaire du guide. Dans cette condition, les coefficients de couplage entre le mode de coeur LP_{01} et les modes de gaines impairs LP_{lm} ($l = 1, 2, \dots$ et $m = 1, 2, \dots$) ne sont plus nuls, permettant ainsi le couplage de l'énergie entre ces modes. La déformation du guide génère aussi beaucoup de pertes. On voit sur la figure 2.3 apparaître le couplage de plusieurs modes impairs. Par contre, avec cette méthode on réussit à faire des RLP très courts, une longueur d'environ 28 mm avec un nombre de pas de l'ordre de 40, mais il est très difficile d'éliminer complètement

les pertes de ces réseaux de l'ordre de -2 dB. La figure 2.4, réalisée avec la lentille sphérique, présente ce genre de RLP.

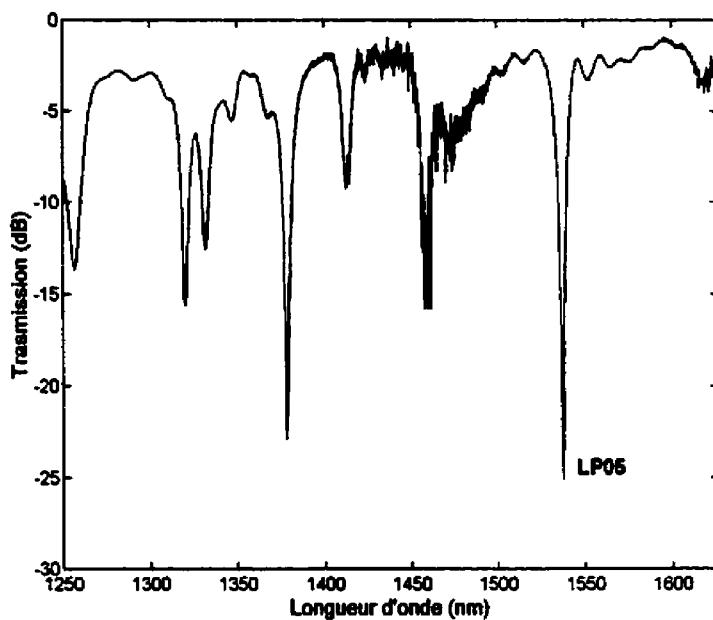


Figure 2.3: Réponse spectrale d'un RLP avec une tension continue de 1.0 g. Nombre de pas = 110. Fabriqué avec une lentilles cylindriques.

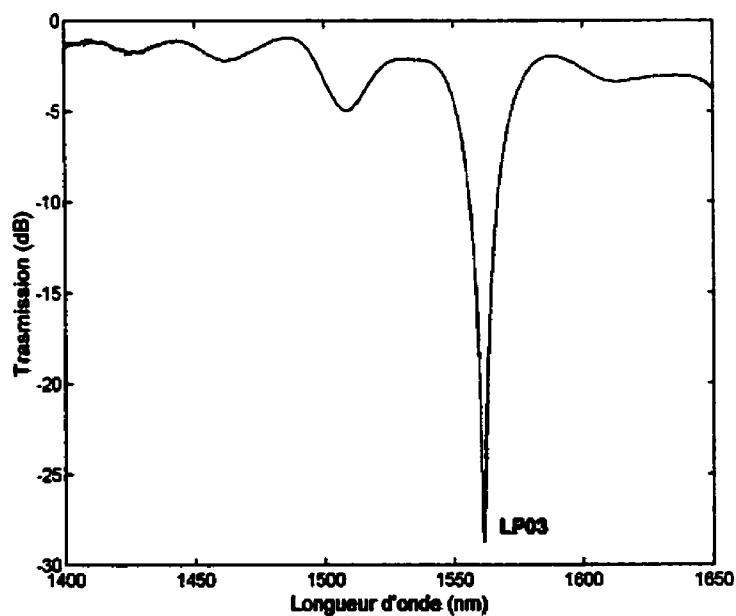


Figure 2.4: Réponse spectrale d'un RLP avec une tension continue de 1.5 g. Nombre de pas = 40. Fabriqué avec une lentille sphérique.

Le tableau 3 donne les caractéristiques de ces deux RLP.

Tableau 2.1: Caractéristiques des RLP avec une tension.

Figure	Pas μm	Puissance mW	Impulsion ms	Tension gr	Isolation dB	Pertes dB	Mode	Largeur nm	δn
2.3	480	6500	300	1,0	-30,6	-1,7	LP ₀₅	9,6	2,84
2.4	700	625	200	1,5	-28,73	-1,8	LP ₀₃	21,6	----

La réalisation d'un RLP sans tension permet de réduire les pertes tout près de zéro et d'éliminer complètement le couplage des modes impairs. La façon de faire un RLP sans tension est de mettre un poids très faible, de l'ordre de 0,6 g, au bout de la fibre, afin de la maintenir droite, et de fermer les pinces de part et d'autre du RLP. Par contre, le fait de fermer la dernière pince induit de façon aléatoire des tensions supplémentaires et très souvent des courbures dans la fibre. Ces faibles tensions et courbures, si elles ne sont pas relâchées, génèrent des pertes d'insertion et du couplage de l'énergie dans les modes impairs. On les enlève par chauffage de la fibre en balayant celle-ci à une vitesse de 1000 μm/sec sur une distance de quelques millimètres devant le faisceau du laser, ayant une puissance de 5,65 W. Il est très important que la fibre soit en mouvement lorsque le faisceau laser arrive sur celle-ci. La tension ainsi enlevée, on peut augmenter la puissance du laser afin d'augmenter l'énergie des impulsions permettant de créer des δn plus grands. Par contre, une trop grande puissance du laser entraîne une diminution du contraste par un chevauchement des perturbations (voir la section 2.3). On peut pallier cet effet par une diminution de la largeur du point focal, comme on le verra dans la section 2.6. La

figure 2.5 présente la réponse spectrale d'un tel réseau sans tension. On voit très bien que la courbe expérimentale et la courbe de la simulation théorique sont presque superposées.

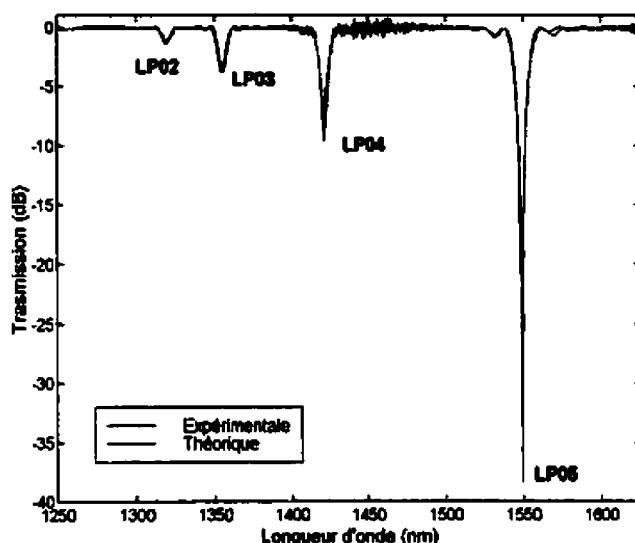


Figure 2.5: Réponse spectrale d'un RLP avec aucune tension. Les paramètres de fabrication sont: période = 488 μ m, puissance = 6.0 W, durée de l'impulsion = 500 ms, nombre de pas = 95. Les paramètres de la simulation sont: $\delta n = -3.365 \times 10^{-4}$, $dn = 4.815 \times 10^{-3}$.

2.3 ÉTUDE DU COUPLAGE EN FONCTION DE LA PUISSANCE

On a remarqué que la variation de la puissance affecte le saut d'indice, δn , et par le fait même l'indice moyen selon l'équation (1.18). La figure 2.6 illustre cet effet. On remarque sur cette figure un décalage vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation de la puissance. On remarque aussi des fluctuations dans la longueur d'onde de couplage de LP₀₅ autour des puissances de 5,8 W. Ces fluctuations proviennent de la variation du laser CO₂ durant l'écriture du RLP. Ceci démontre la sensibilité de la

longueur d'onde de couplage à la puissance du laser. On remarque qu'une variation de puissance $\Delta P = 50 \text{ mW}$ peut entraîner un $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$.

On a ensuite simulé tous les réseaux avec un δn négatif (la démonstration que la perturbation engendre un δn négatif est présentée et discutée à la section 3.1.1. Pour l'instant, on demande de l'accepter comme tel) et on trace le graphique des $|\delta n|$ obtenus et des longueurs des réseaux mesurées et calculées, en fonction de la puissance du laser. Le calcul théorique de la longueur du réseau s'effectue à l'aide de l'équation (1.30). La figure 2.7 illustre les résultats. Le premier fait à noter se situe sur la courbe du $|\delta n|$ induit par la perturbation. On remarque très clairement trois régimes différents: un croissant, un constant et le dernier décroissant. Dans le premier régime, l'augmentation du δn entraîne, toujours selon l'équation (1.18), une diminution de l'indice moyen, n_{moy} . Sur la figure 2.6, on remarque qu'une diminution de l'indice moyen engendre un décalage de la longueur d'onde de couplage vers les basses longueurs d'onde. Maintenant, on peut se demander comment se fait-il que le décalage vers les basses longueurs d'onde continue à se faire dans le deuxième et le troisième régime, là où le δn est constant et même diminue ? L'observation du décalage de la longueur d'onde de couplage vers les basses longueurs d'onde associé à un δn constant et décroissant, pour le deuxième et troisième régime respectivement, peut être expliquée de deux manières.

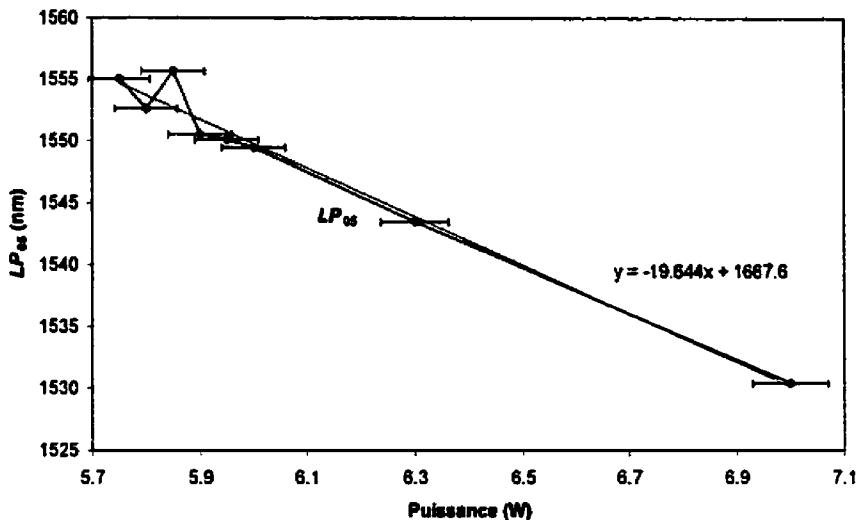


Figure 2.6: Variation de LP_{05} en fonction de la puissance. Tous les RLP ont une période de 488 μ m et une durée d'impulsion de 500 ms.

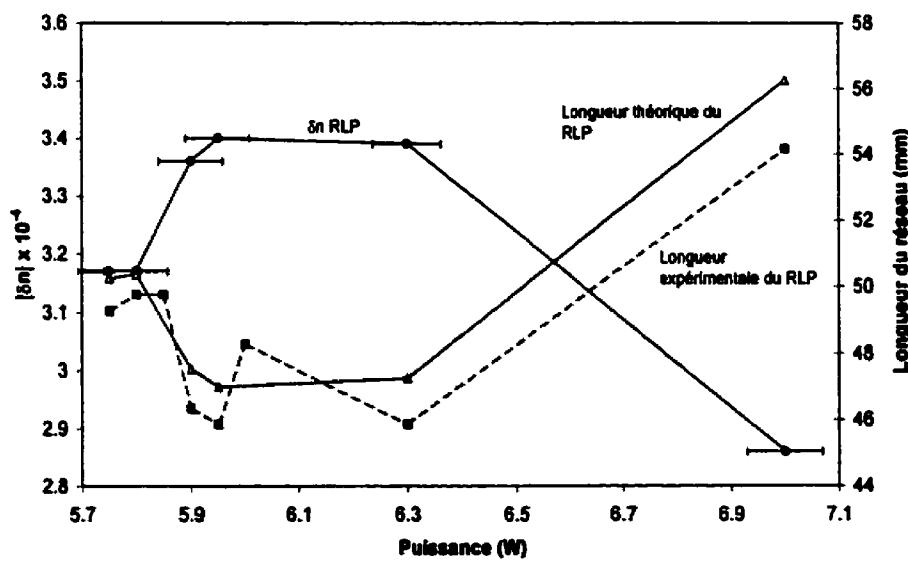


Figure 2.7: Courbe des dn obtenus par les simulations et la longueur des réseaux en fonction de la puissance du laser.

D'une part, dans le premier régime l'impulsion laser de forme gaussienne crée une perturbation dans l'indice du cœur de la fibre. Au pas suivant, dans notre cas 488 μm plus loin, arrive la deuxième perturbation. L'impulsion laser de forme gaussienne possède un "waist" d'environ 300 μm . Lorsqu'on augmente la puissance du laser pour passer au deuxième et au troisième régime, ce qui semble se produire est qu'avec l'augmentation de la puissance l'impulsion gaussienne possède plus d'énergie dans ses queues de chaque côté. Cette augmentation d'énergie associée à la diffusion de chaleur dans l'axe de propagation de la fibre crée une légère perturbation de l'indice du cœur dans la région située entre deux impulsions. La figure 2.8 illustre cette explication. Cette légère

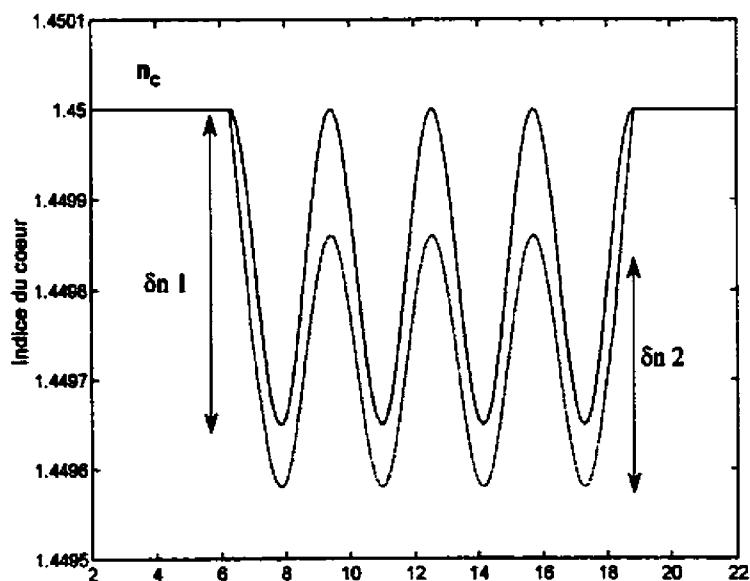


Figure 2.8: Mécanisme d'augmentation du δn avec chevauchement des perturbations. $\delta n_1 > \delta n_2$.

perturbation engendre une perte de contraste et diminue ainsi le δn engendré par la perturbation située au centre de la gaussienne. Par contre cette légère perturbation a aussi pour effet d'augmenter la diminution de l'indice moyen du réseau, ce qui permet d'avoir une diminution du δn en même temps qu'une diminution de l'indice moyen.

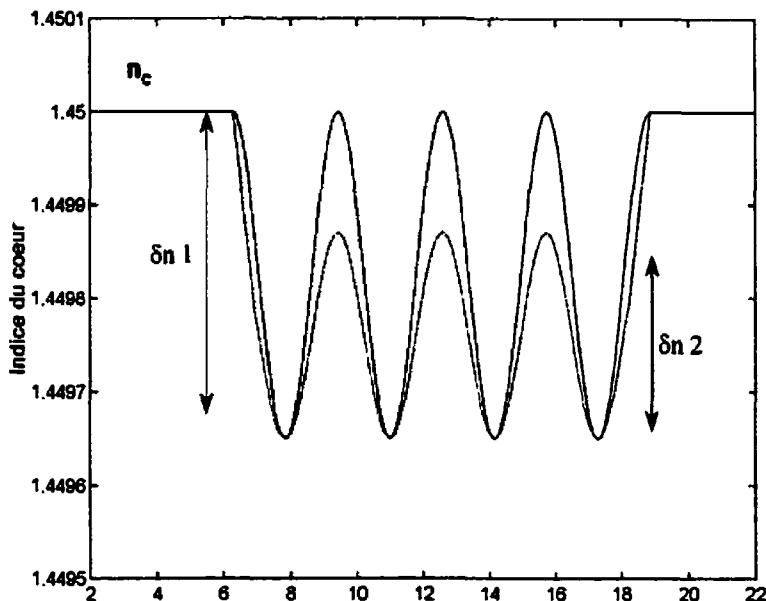


Figure 2.9: Mécanisme de saturation du δn avec chevauchement des perturbations. On a $\delta n_1 > \delta n_2$.

D'autre part, une deuxième façon d'expliquer le décalage de la longueur d'onde de couplage vers les basses longueurs d'onde associé à un δn constant et décroissant, est passablement le même mécanisme que la première façon, à la différence que l'on peut assister à une saturation du δn engendré au centre de la gaussienne, illustré à la figure 2.9. Ce qui peut arriver c'est qu'avec l'augmentation de la puissance, le centre de la perturbation principale arrive à une saturation, tandis que la perturbation secondaire entre

deux impulsions continue à augmenter. Ce mécanisme entraîne aussi une diminution du δn et une diminution de l'indice moyen du réseau. Les deux mécanismes engendrent une perte de contraste et une diminution de l'indice moyen $\Delta n_{moy\ 2} < \Delta n_{moy\ 1}$. La perte de contraste est expliquée par de la diminution du δn ($\delta n_2 < \delta n_1$) et la diminution de l'indice moyen engendre le décalage vers les basses longueurs d'ondes.

L'autre observation qui vient, en quelque sorte, renforcer les mécanismes expliqués est l'augmentation de la longueur des réseaux avec l'augmentation de la puissance, que l'on peut voir sur la figure 2.7. On sait qu'une perte de contraste entraîne une diminution du δn engendré par l'impulsion laser. Par conséquent, comme les coefficients de couplage sont proportionnels au δn^2 selon l'équation (1.15), un δn plus petit entraîne une diminution des coefficients de couplage ce qui demande d'avoir un réseau plus long, selon l'équation (1.30), afin d'obtenir la condition de couplage optimale de $\pi/2$. Alors cette augmentation de la longueur des réseaux démontre qu'il y a effectivement une perte de contraste. La courbe théorique de la longueur des réseaux a été obtenue de la manière suivante: Tous les réseaux sont simulés avec les paramètres de fabrication et avec le δn obtenu de la simulation on trouve (toujours avec le programme de simulation), les coefficients de couplage correspondants. À l'aide de l'équation (1.30) on calcule la longueur que devrait avoir le réseau.

En résumé, le fait que la longueur d'onde de couplage sur la figure 2.6 se décale vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation de la puissance s'explique par une diminution de l'indice moyen, malgré que l'on observe une diminution du δn avec des puissances du laser au-delà de 6,3 W.

2.4 ÉTUDE DU COUPLAGE EN FONCTION DU TEMPS DES IMPULSIONS.

On a réalisé des RLP ayant tous un pas de 490 μm avec une puissance d'inscription de 6,0 W. Par contre, on a fait varier la durée des impulsions de 400 ms à 900 ms. Les résultats démontrent un décalage de LP_{05} vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation du temps des impulsions. Chacun des réseaux a été simulé afin d'obtenir les δn induits par la perturbation. La figure 2.10 illustre le décalage de LP_{05} et les δn associés à chaque réseau. On remarque que les δn tendent à être constants tandis que le pic de résonance LP_{05} décale sur près de 16 nm. On observe également que le décalage tend vers une saturation.

Dans la section précédente on a observé qu'une diminution de l'indice moyen entraîne un décalage vers les basses longueurs d'onde. En appliquant le même raisonnement à ce décalage, on se demande bien quel est le mécanisme qui permet une diminution de l'indice moyen tout en ayant un δn constant ? Ce mécanisme peut s'expliquer de la manière suivante: Tout d'abord, rappelons que les impulsions laser ont une puissance fixe pour tous les différents réseaux réalisés. Alors, le fait d'augmenter la

durée des impulsions ne change en rien la densité d'énergie de l'impulsion, cependant la fibre reçoit une énergie plus grande. On observe donc une augmentation de la perturbation qui est proportionnelle à cette augmentation d'énergie sur toute la plage irradiée par l'impulsion laser. Pour les mêmes raisons expliquées dans la section 2.3 concernant l'espace entre deux perturbations, on observe aussi un changement d'indice dans cet espace, ce qui permet de garder un δn constant tout en diminuant l'indice moyen. Rappelons que le δn induit est négatif. La figure 2.11 illustre ce mécanisme.

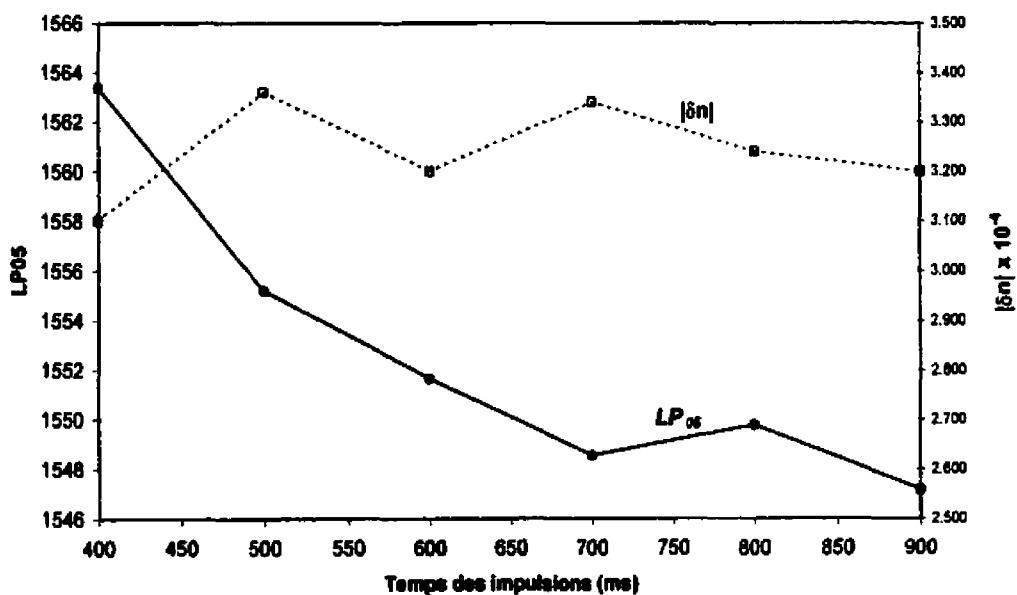


Figure 2.10: Variation de LP_{05} en fonction du temps des impulsions et les δn associées, obtenues par les simulations. Chaque RLP a un pas = 490 μm et une puissance de 6.0 W.

La diminution du décalage de LP_{05} avec l'augmentation de la durée des impulsions, illustrée sur la figure 2.10, démontre qu'il y a une saturation du mécanisme

expliqué plus haut. C'est-à-dire que pour une certaine densité d'énergie d'une impulsion, il y a une énergie absorbée par la fibre à laquelle on atteint une stabilisation des mécanismes permettant les changements d'indices.

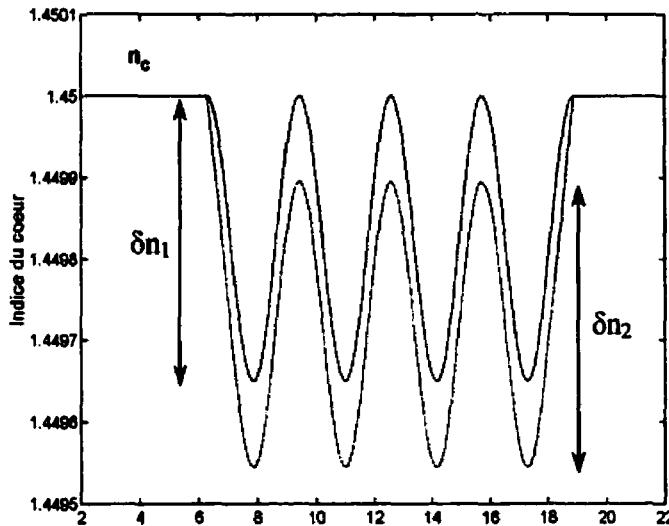


Figure 2.11: Mécanisme expliquant le décalage vers les basses longueurs d'ondes tout en gardant le δn constant.
 $\delta n_1 = \delta n_2$

2.5 ÉTUDE DU COUPLAGE EN FONCTION DU PAS.

Selon l'équation (1.29) on devrait s'attendre à un décalage vers les hautes longueurs d'ondes avec l'augmentation du pas du réseau. Afin de vérifier ce fait, plusieurs réseaux ont été réalisés avec une puissance de 6,0 W et un temps d'impulsion de 500 ms. On a représenté sur la figure 2.12 l'évolution de LP_{05} en fonction du pas du réseau. On remarque effectivement l'augmentation de la longueur d'onde de couplage de LP_{05} avec l'augmentation du pas du réseau. En ajustant le pas du réseau, on peut aussi contrôler le couplage de l'énergie, à 1550 nm, dans un mode voulu. Le tableau 4 présente le pas

utilisé et la longueur d'onde de couplage des réseaux réalisés. Ces réseaux seront présentés à la section 3.2.

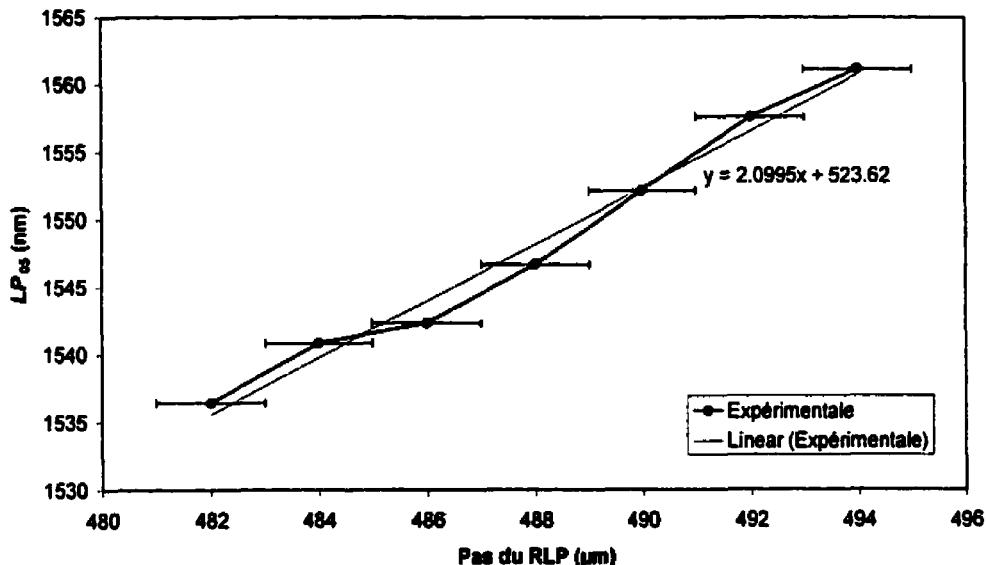


Figure 2.12: Variation de la longueur d'onde de couplage de LP_{05} en fonction du pas du réseau. Les RLP sont réalisés avec une puissance de 6,0 W et une durée d'impulsion de 500 ms.

Tableau 2.2: Le pas du réseau obtenu afin de coupler l'énergie dans les modes LP_{03} à LP_{07} autour de 1550 nm.

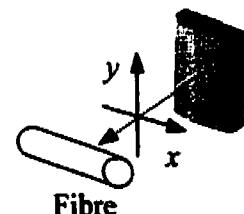
Modes	Pas du réseau (Λ)	Longueur d'onde de couplage	
		μm	nm
LP_{03}	625		1550,50
LP_{04}	560		1556,67
LP_{05}	488		1550,10
LP_{06}	420		1555,88
LP_{07}	360		1562,40

2.6 VARIATION DE LA DIMENSION DU POINT FOCAL DE LA LENTILLE

On a réalisé des réseaux avec des lentilles convergentes différentes afin de vérifier les changements qu'elles pouvaient apporter sur ceux-ci. Le tableau 5 représente les caractéristiques des lentilles utilisées (pour plus de détails voir l'annexe III). Les réseaux fabriqués avec les lentilles sphériques 1 et 2 n'ont pas donné de très bon résultats. Malgré que ces réseaux possèdent une isolation de l'ordre de -27 dB et des pertes de l'ordre de -0.1 dB, on a beaucoup de problèmes de tension et de reproductibilité. On peut expliquer ces problèmes de la façon suivante. Lors du chauffage de la fibre par le faisceau laser, il faut enlever toutes les tensions résiduelles dans celle-ci afin d'éliminer les pertes d'insertions. Une fibre ainsi fixée à ses deux extrémités sans tension a tendance à s'affaisser en son centre lors du chauffage.

Tableau 2.3: Caractéristiques des lentilles utilisées et des puissances nécessaires afin de réaliser des réseaux.

Lentille	Axe	Focale cm	Puissance mW	I W/cm ²
Sphérique 1	x, y	10,16	700	876,50
Sphérique 2	x, y	5,08	310	1552,67
Cylindrique 1	x	6,00	6000	2154,23
Cylindrique 2	x	4,00	4800	2423,51



* Les lentilles cylindriques 1 et 2 transforment seulement l'axe x du faisceau.

Cet effet occasionne une variation de la position de la fibre sur la gaussienne du faisceau laser en y . La lentille sphérique 1 possède un "waist" en y de 209,86 μm , la fibre a un diamètre de 125 μm , une légère variation de la position de la fibre entraîne une

instabilité de la puissance arrivant sur la fibre. En cours d'écriture, cette variation de puissance provoque un décalage de la longueur d'onde de couplage vers les basses ou vers les hautes longueurs d'ondes. Cette effet rend aussi le montage de fabrication très sensible, un léger désalignement modifie complètement la reproductibilité. Outre l'effet occasionné lors du chauffage, le lentille sphérique provoque un autre problème; la largeur du "waist" en x . Cette lentille possède un "waist" en x de 484,53 μm , ce qui entraîne un chevauchement des perturbations lors de l'écriture du réseau. Ce chevauchement des perturbations cause une perte de contraste (voir la section 2.3). Afin d'augmenter le contraste on a réalisé des réseaux avec la lentille sphérique 2. La lentille sphérique 2 possède un "waist" en x de 240,84 μm , elle a permit d'augmenter le contraste des perturbations. Cependant, elle se trouve aussi à diminuer de manière proportionnel la dimension du "waist" en y (104,31 μm) ce qui rend très difficile d'écrire des réseaux avec un faisceau gaussien plus petit que la fibre.

La solution à ces problèmes est de modifier la forme du faisceau laser selon les axes x et y de façon indépendante en utilisant des lentilles cylindriques. Avec l'utilisation d'une lentille cylindrique de focale de 60 cm, le "waist" en y du faisceau devient 1239,33 μm . De cette manière on élimine complètement les mauvais alignements causés par un affaissement de la fibre. La lentille cylindrique 1 ramène la "waist" du faisceau en x à 286,14 μm . Cette lentille a permis d'augmenter le contraste, diminuant ainsi la longueur des réseaux à 46,36 mm, a comparer avec la longueur de 61,95 mm des réseaux

réalisés avec la lentille sphérique 1. On obtient donc une réduction de 15,59 mm. On a observé de plus sur des réseaux fabriqués avec la lentille cylindrique 2, possédant un "waist" de 190.76 μm , que l'on pouvait encore augmenter le contraste, diminuant ainsi la longueur des réseaux à 44,41 mm.

Tableau 2.4: Compilation des longueurs des réseaux obtenus avec différentes lentilles.

Lentille	Longueur des réseaux mm
Sphérique 1	61,95
Cylindrique 1	46,36
Cylindrique 2	44,41

2.7 L'ISOLATION COMPARÉE À LA LONGUEUR DU RÉSEAU

Les équations (1.25) prédisent un transfert périodique des intensités des modes. Lorsque l'on est à l'accord de phase, l'équation (1.30) stipule que l'on a un maximum de couplage à la condition $CL = \pi/2$. Sur la figure 2.13 on observe une augmentation de l'isolation avec une augmentation de la longueur du réseau. On voit très bien qu'on obtient un minimum d'isolation lorsque le produit CL égale $\pi/2$ et que pour des valeurs plus grandes que $\pi/2$, tel qu'illustré par la figure 2.14, l'isolation diminue démontrant que l'énergie retourne dans le mode de cœur. On observe aussi une diminution de la largeur de bande.

Le tableau 7 présente les valeurs du produit (CL en terme de $\pi/2$) associées aux différentes longueurs du réseau.

Tableau 2.5: Le produit CL pour différentes longueurs du réseau.

Longueur du réseau (L) mm	Produit CL
40	$0,73 \pi/2$
50	$0,91 \pi/2$
55	$1,00 \pi/2$
60	$1,09 \pi/2$
70	$1,27 \pi/2$
80	$1,45 \pi/2$

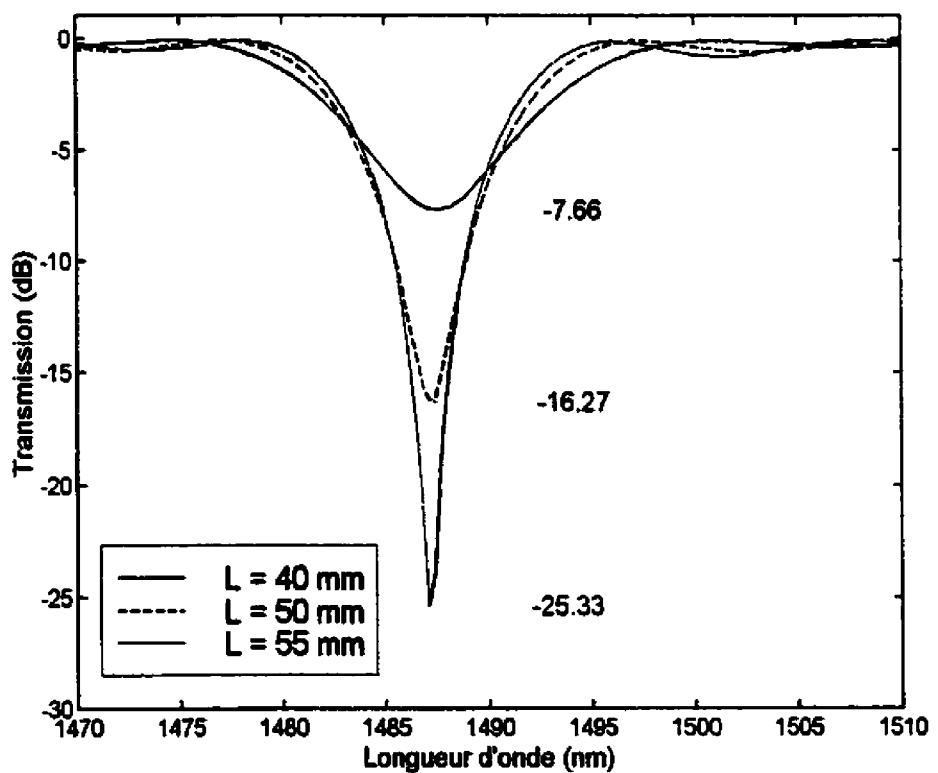


Figure 2.13: Augmentation de l'isolation avec l'augmentation de la longueur du réseau.

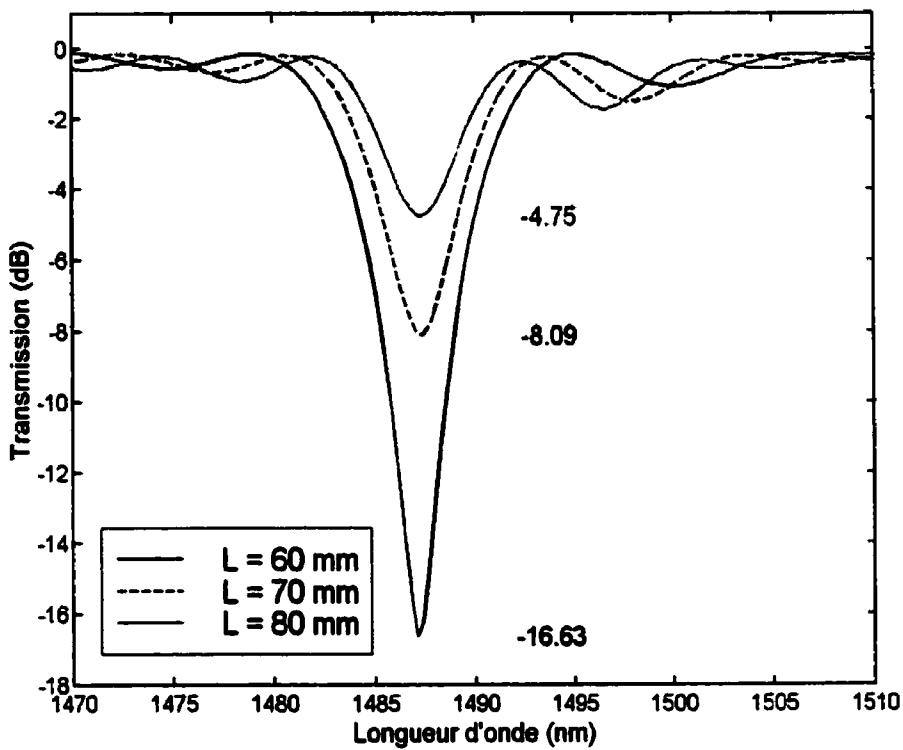


Figure 2.14: Diminution de l'isolation avec l'augmentation de la longueur du réseau.

2.8 REPRODUCTIBILITÉ

La reproductibilité dans la réalisation d'un RLP est directement liée à la stabilité du faisceau laser. C'est le seul paramètre qui varie pendant et entre les impulsions du laser. Comme il très difficile d'avoir un laser stable en puissance au mieux que 0,25 %, obtenir une reproductibilité meilleur qu'un nanomètre, en ne faisant varié aucun paramètre, est pour l'instant hors de portée. La figure 2.15 présente les réponses spectrales de deux réseaux réalisés avec les mêmes paramètres de fabrications et fabriqués un après l'autre. On a obtenu une différence de la longueur d'onde de couplage, pour LP_{05} , de $\Delta\lambda = 0,56$ nm.

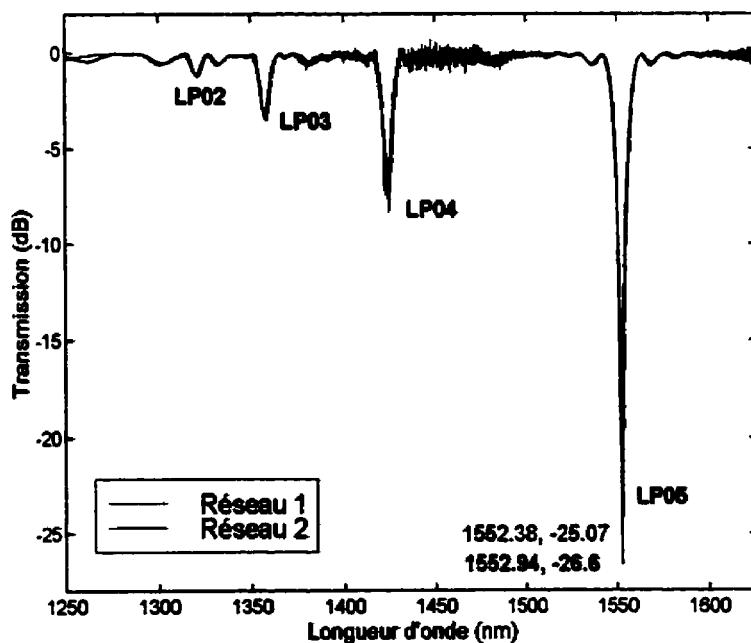


Figure 2.15: Réponses spectrales de deux réseaux fabriqués un après l'autre avec les mêmes paramètres; pas = 487 μ m, puissance laser = 5.91 W, durée d'impulsion = 500 ms.

Une autre façon d'atteindre une reproductibilité au centième de nanomètre est de faire varier la durée des impulsions en cours d'écriture. On commence par fabriquer un premier réseau. On fabrique le deuxième réseau, que l'on veut ajuster au premier, avec les mêmes paramètres, sauf que durant son écriture on contrôle la longueur d'onde de couplage en augmentant ou en réduisant la durée des impulsions; en sachant que l'augmentation du temps des impulsions entraîne la longueur d'onde de couplage vers les basses longueurs d'ondes et vice versa (voir section 2.4).

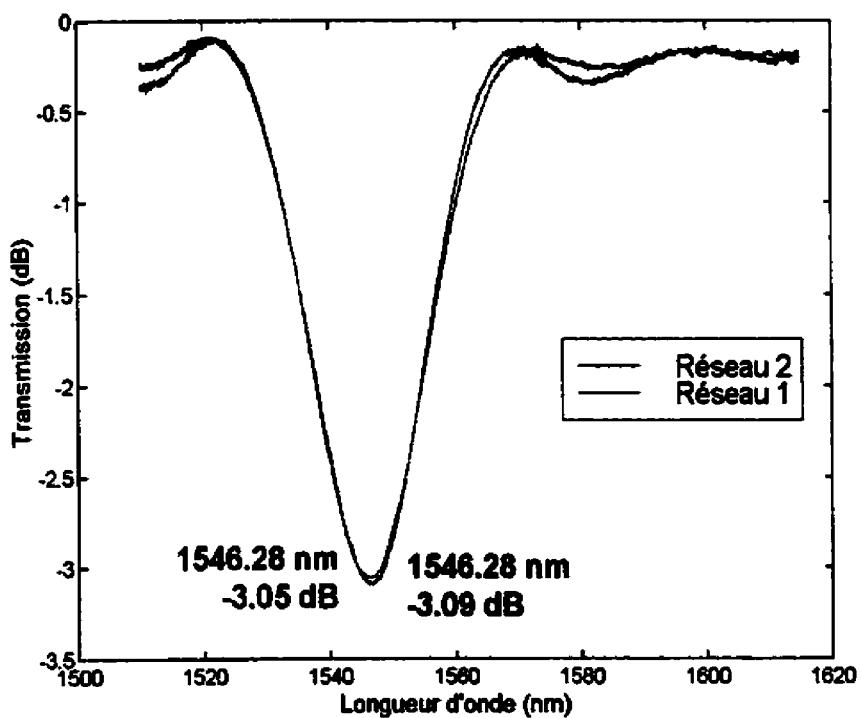


Figure 2.16: Le réseau 2 a été ajusté au réseau 1 en faisant varier la durée des impulsions en cours d'écriture.

La figure 2.16 représente le réseau 2 ajusté au réseau 1. La longueur d'onde de couplage de LP_{05} est identique au centième de nanomètre près.

2.9 FIBRE PHOTOSENSIBLE

Le dernier paramètre de fabrication examiné est la fibre dans laquelle on fabrique le RLP. Chaque fibre ayant une composition différente de dopants a un comportement différent à la radiation du CO₂. L'étude de ce comportement, pour chaque fibre, peut devenir en soi le travail d'une maîtrise et c'est pourquoi ce paramètre n'a pas été caractérisé de façon systématique. Il s'agit plutôt d'attirer l'attention sur les grandes différences que peut apporter le fait de faire des RLP dans des fibres autres que la SMF28.

Pour ce faire, on a choisi une fibre photosensible, la PS1500 de Fibercore, qui possède une plus grande concentration de germanium et qui est codopée au bore. La figure 2.17 présente la réponse d'un réseau fabriqué dans cette fibre. Notons que ce réseau a été réalisé avec seulement 45 pas ayant une période de 425 μm, donnant ainsi une longueur du réseau de 19,25 mm. Cela donne une réduction de 25,29 mm. Par contre, l'isolation de ce réseau est seulement de -17 dB. La simulation donne un δn positif de $8,5 \times 10^{-4}$.

On remarque aussi que ce réseau est réalisé à la longueur d'onde de 1560 nm avec un pas de 425 μm comparativement à un pas de 494 μm pour un réseau réalisé, avec les mêmes paramètres de fabrication, dans la SMF28.

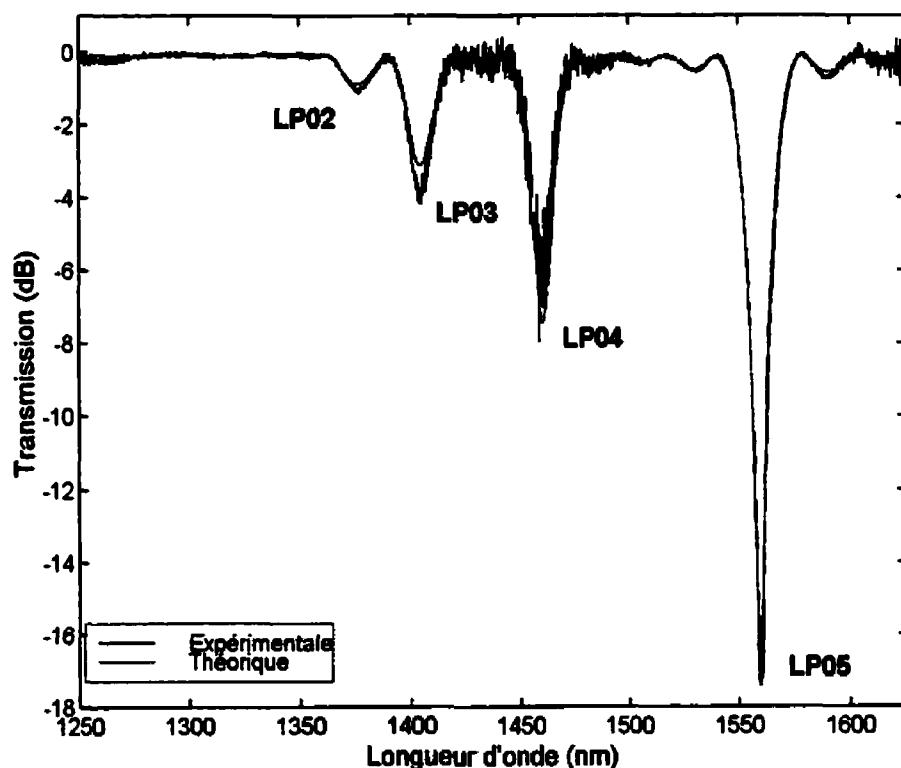


Figure 2.17: Réponse spectrale d'un RLP dans un fibre photosensible.
Les paramètres sont: pas = 425 μm , puissance laser = 6,0 W,
durée d'impulsion = 500 ms et le nombre de pas = 45.

2.10 CONCLUSION

Afin de fabriquer un RLP sans perte et sans couplage de l'énergie dans les modes impairs, on doit éliminer toute tension dans la fibre. On élimine toutes les tensions résiduelles et les courbures qui peuvent s'être insérées lors de la fermeture des pinces retenant la fibre, en balayant la fibre par le faisceau laser sur une distance de quelques millimètres. Les meilleurs résultats de balayage ont été obtenus avec une puissance du laser de 5,65 W. Il est aussi très important que la fibre soit déjà en mouvement lorsque le faisceau laser frappe celle-ci. Lorsque les tensions sont ainsi enlevées on peut créer des perturbations beaucoup plus grandes en augmentant la puissance du laser, sans voir apparaître des pertes ou du couplage de l'énergie dans des modes impairs. Par contre, la dimension du point focal de la lentille utilisée limitera la puissance à laquelle on pourra créer ces perturbations, car on verra apparaître un chevauchement des perturbations entraînant une perte de contraste. Dans notre cas, la puissance optimum est 6,0 W. Comme la puissance, la durée des impulsions et le pas font varier la longueur d'onde de couplage, il est préférable de choisir la puissance du laser pouvant créer le plus grand $\delta\lambda$ sans recouvrement des perturbations, afin d'avoir la meilleure efficacité et de laisser ce paramètre constant. Ensuite, on trouve le pas du réseau correspondant le plus près à la longueur d'onde de couplage voulue, et pour finir l'ajustement fin, au centième de nanomètre, on fait varier le temps des impulsions en cours d'écriture.

Il faut savoir que cela se fait très bien si on a un laser ayant une variation de sa puissance en deçà de 0,25 %. Si la puissance du laser a une grande fluctuation, il sera très difficile d'ajuster un réseau à une longueur d'onde donnée.

Le tableau 8 résume les paramètres optimums pouvant réaliser ou ajuster des réseaux à long pas dans la SMF28.

Tableau 2.6: Résumé des paramètres optimums pour fabriquer ou ajuster un réseau à long pas.

Longueur d'onde de couplage λ_c de LP_{05} nm	Puissance W	Pas du réseau μm	Durée des impulsions ms
1530 à 1570	6,0	482 à 494	400 à 800

CHAPITRE 3. CARACTÉRISATION DES MÉCANISMES

Il est clair maintenant que l'on peut réaliser des RLP à l'aide d'un laser au CO₂ et le chapitre 2 a permis de faire la lumière sur tous les paramètres de fabrication afin d'avoir un bon contrôle sur la longueur d'onde de couplage. Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation de mécanismes internes, permettant la réalisation de RLP, et externes, influençant la réponse en transmission d'un RLP. On y voit de quelle manière on a pu déterminer le signe du δn engendré par la perturbation. On montre l'identification de tous les modes de gaine impliqués dans les couplages à l'aide d'une caméra infrarouge. Ensuite, on étudie la réponse d'un RLP en fonction de la température et de la tension. On présente la présence de deux régimes distincts dans les mesures de vieillissement d'un RLP. Les dernières sections du chapitre 3 discutent des résultats des attaques HF sur un RLP, des mesures de profils de surface à l'aide d'un profilomètre, d'un RLP fabriqué dans une SMF28 préalablement éclairé à l'U.V. et de la mesure de la PDL.

3.1 CARACTÉRISATION DU CHANGEMENT D'INDICE ENGENDRÉ PAR LE LASER

On sait que pour avoir un couplage de l'énergie entre le mode fondamental du coeur LP_{01} et les modes de gaines LP_{0m} , on doit avoir un changement local du guide d'onde. Les changements possibles de la fibre pouvant créer du couplage de l'énergie

sont: 1) un changement dans la géométrie de la fibre, et 2) un changement de l'indice, du coeur ou de la gaine de la fibre. Dans le chapitre 2, on a vu qu'une déformation de la fibre n'était pas une bonne façon de créer du couplage de l'énergie pour les raisons avancées à la section 2.2. Donc, le mécanisme permettant le couplage doit être produit par un changement d'indice sans aucune déformation de la fibre. Mais, quel changement d'indice ? Un changement de l'indice du coeur, de la gaine, ou peut-être une combinaison des deux, et quel est le signe de ce changement d'indice, positif ou négatif ? On a réalisé deux expériences afin de pouvoir déterminer le signe du changement d'indice engendré par la perturbation, et l'endroit où se situe ce changement d'indice.

3.1.1. Le signe du changement d'indice

Selon Erdogan [13] une légère variation de l'indice entraîne une variation de la longueur d'onde de couplage.

$$\lambda_c' \cong \left(1 + \frac{\delta n}{\Delta n_{eff}}\right) \lambda_c \quad (3.1)$$

$$\Delta n_{eff} = n_{eff_{01}} - n_{eff_{0m}} \quad (3.2)$$

Pour commencer on ne regarde pas où se produit le changement d'indice et on considère la différence d'indice (l'équation (3.2)) constant. Le δn représente un changement global de l'indice ne tenant pas compte de l'endroit où se situe celui-ci. On remarque que d'après l'équation (3.1) un δn négatif entraîne un décalage de λ_c vers les

basses longueurs d'onde. Contrairement, un δn positif entraîne un décalage de λ_c vers les hautes longueurs d'onde.

L'expérience réalisée pour vérifier ce mécanisme est la suivante: on a d'abord fabriqué un réseau avec une faible puissance, afin de ne pas atteindre une saturation de l'effet, et on réécrit plusieurs réseaux superposés sans changer aucun des paramètres de fabrication. Cette expérience a été réalisée dans la fibre SMF28 et dans la fibre photosensible. Le tableau 9 résume les paramètres de fabrication des réseaux fabriqués dans la SMF28 et dans la fibre photosensible.

Tableau 3.1: Paramètres de fabrication des RLP

RLP	Focal cm	Puissance W	Impulsion ms	Pas μm
SMF28 #1	4	4.05	375	488
SMF28 #2	6	5.75	475	486
Photosensible #1	4	4.05	375	420
Photosensible #2	4	4.05	375	425

- La focal indique la distance focal de la lentille. La SMF28 #2 a été réalisée avec une lentille cylindrique en x de focale de 6 cm.

La figure 3.1 représente le décalage de LP_{05} en fonction du nombre de passages effectués sur le réseau. On remarque une différence majeure entre les deux fibres. La SMF28 se décale vers les basses longueurs d'onde avec l'augmentation de la perturbation, contrairement à la fibre photosensible qui se décale vers les hautes longueurs d'onde. Donc la perturbation engendre un δn négatif dans la SMF28 et un δn positif dans la fibre photosensible. On a ensuite trouvé les δn pour chacun des passages représentés sur la

figure 3.1 à l'aide des simulations. La figure 3.2 présente les résultats. On remarque clairement la saturation et même la diminution du δn induit dans la SMF28. Cette observation renforce les explications avancées sur le fait que l'on pouvait obtenir un décalage vers les basses longueurs d'onde tout en ayant une diminution du δn (voir la section 2.3). Au contraire le δn induit dans la fibre photosensible augmente à chaque passage. Ceci porte à croire que les contraintes dans la fibre photosensible sont beaucoup plus importantes que dans la SMF28.

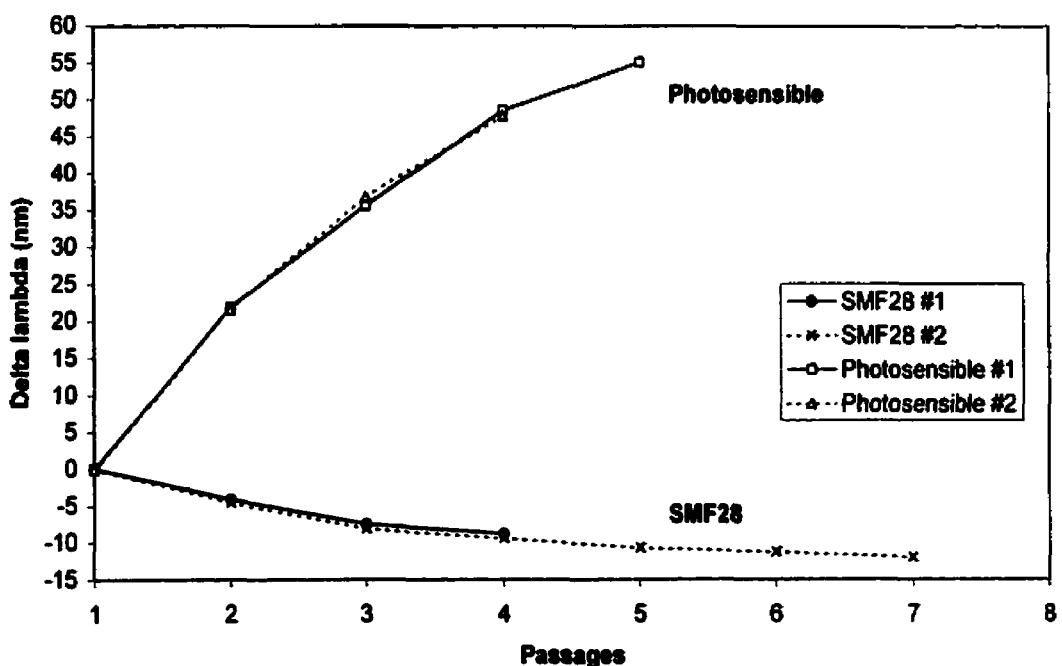


Figure 3.1: Décalage du pic de LP₀₅ en fonction du nombre de passages sur le même réseau.

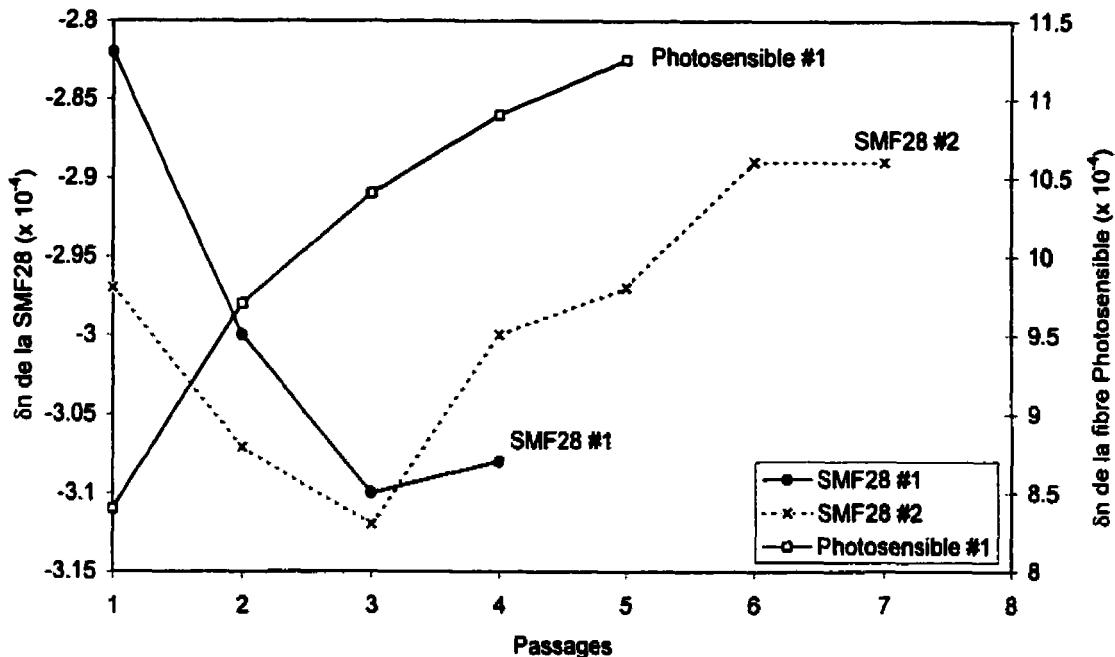


Figure 3.2: Amplitude du δn de la perturbation obtenue par les simulations pour les réseaux de la figure 3.1 .

3.1.2. Localisation de l'endroit du changement d'indice

On sait maintenant qu'il y a un changement d'indice négatif pour la SMF28 et positif pour la fibre photosensible. Pour localiser ce changement, on a effectué des mesures de profils d'indices, par la méthode de champ proche réfracté Ma [12] sur des réseaux fabriqués dans la SMF28 et dans la fibre photosensible avec la lentille cylindrique de 4 cm de focale.

Cependant, la mesure du profil d'indice, par la méthode de champ proche réfracté, demande de cliver la fibre exactement là où la perturbation a eu lieu. Les réseaux réalisés ont une perturbation de l'ordre de 200 μm de largeur, on ne sait donc pas avec certitude si la clive s'effectuera exactement au maximum de la perturbation ou même dans la perturbation.

Voici donc l'expérience effectuée pour parvenir à mesurer le profil d'indice de la perturbation. On a éclairé la fibre avec les paramètres de fabrication d'un réseau, le pas du réseau a été diminué à 100 μm afin d'être certain d'obtenir un chevauchement des impulsions laser, étant donné que la dimension du point focal de la lentille cylindrique 2 est de 191 μm . Ce chevauchement crée donc un continuum de perturbations qui va permettre de cliver la fibre de façon certaine dans une perturbation. Cette manière de faire ne permet pas d'évaluer la valeur du saut d'indice de façon absolue, mais seulement un ordre de grandeur. Cependant, elle va nous permettre de localiser les endroits où agit la perturbation et donnera une autre mesure pouvant corroborer ou non le signe de l'indice obtenu à la section 3.1.1.

On doit ici donner une petite explication sur la manière dont les figures 3.3 et 3.4 ont été réalisées. On a tout d'abord mesuré une fibre SMF28 vierge dont on connaît l'indice de la gaine et le saut d'indice entre le cœur et la gaine, afin de déterminer l'indice du glycérol. On a ensuite mesuré notre fibre perturbée. Les deux courbes obtenues sont

ensuite tracées sur le même graphique; on calibre l'axe des y avec l'indice du glycérol et l'axe des x est calibré sur le dip au centre du cœur. On peut ainsi par la suite comparer les deux courbes.

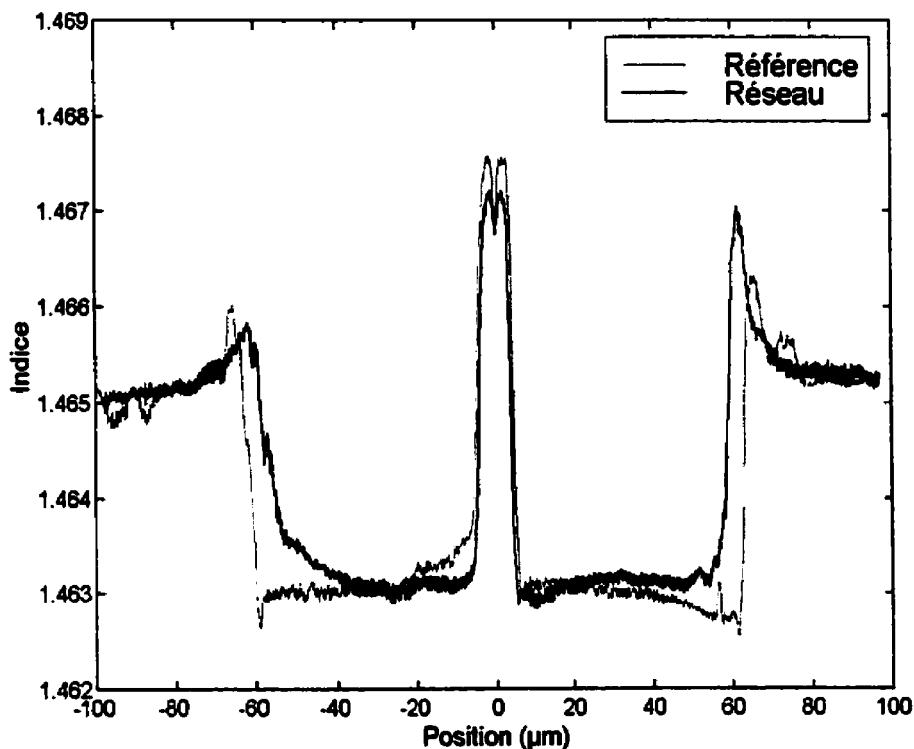


Figure 3.3: Profil d'indice d'un réseau fabriqué dans la SMF28.

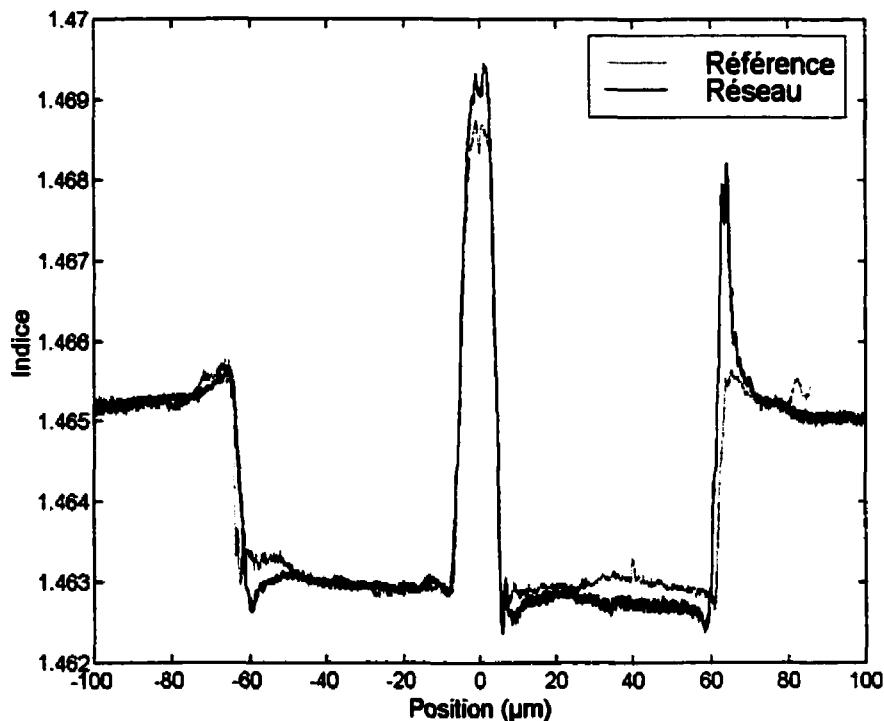
La figure 3.3 représente le profil d'indice de la fibre SMF28 perturbée par irradiation CO₂ comparé à celui d'une fibre vierge. On remarque nettement une diminution de l'indice du cœur de $3,5 \times 10^{-4}$, tandis que l'indice de la gaine subit une légère variation aux interfaces gaine glycérol. La valeur du saut d'indice du cœur est du même ordre de grandeur que les sauts d'indices obtenus par les simulations: $3,55 \times 10^{-4}$,

pour les réseaux réalisés avec de fortes puissances. On remarque une diminution du diamètre de la fibre de 9 μm . Cette diminution peut provenir de deux situations. La première cause, qui semble être la plus plausible, est que le chevauchement des perturbations aie pu entraîner une compaction. La deuxième cause peut provenir d'une mauvaise mise au focus dans le montage du profil d'indice. Par contre, cette dernière explication est peu probable parce que le creux au centre du cœur de la fibre est assez bien défini.

La figure 3.4 présente le profil d'indice d'une fibre photosensible perturbée par irradiation CO_2 comparé à celui d'une fibre vierge. On remarque effectivement, tel que l'on s'y attendait, un saut d'indice positif de $6,7 \times 10^{-4}$ situé dans le cœur. La simulation de ce réseau donne un saut d'indice de $8,5 \times 10^{-4}$. On remarque également que pour cette fibre il n'y a pas de diminution du rayon de la gaine.

Les mécanismes en cause pouvant engendrer dans un cas, un saut d'indice négatif et dans l'autre un saut d'indice positif n'ont pas encore été identifiés avec certitude. Cependant, des mesures des contraintes dans les fibres effectuées par Raine [7] démontrent que la SMF28 possède un cœur en compression et une gaine en tension, contrairement à la fibre photosensible (la fibre photosensible que Raine a utilisée à 8 mol. % de germanium et 17 mol. % d'oxyde de bore dans le cœur) qui possède un cœur en tension, un anneau de 10 μm de rayon autour du cœur en compression et une gaine en

tension d'une valeur de 3% de celle du cœur. À priori, on ne peut savoir si la fibre photosensible utilisée dans les expériences de ce mémoire possède les mêmes concentrations de dopant que celle utilisée par Raine. Cependant, les tendances observées



dans les mesures des contraintes sur cette fibre sont les mêmes.

Figure 3.4: Profil d'indice d'un réseau fabriqué dans la fibre photosensible.

Raine a également illuminé ses deux fibres avec une radiation UV à 193 nm. Il a mesuré une diminution de la compression du cœur pour la SMF28 et une augmentation de la tension du cœur pour la fibre photosensible. Il a calculé un changement d'indice positif de 7×10^{-4} engendré par la radiation UV dans la fibre photosensible, par contre il

n'a pas calculé le saut d'indice induit dans la SMF28. Pour la fibre photosensible, nos résultats démontrent un changement d'indice positif de 6.7×10^{-4} et négatif de 3.5×10^{-4} pour la SMF28. À la lumière de ces résultats, peut-on associer les changements d'indice produits par le CO₂ aux variations des contraintes dans le cœur et dans la gaine ? Est-ce que la radiation CO₂, qui est principalement de la chaleur se propageant dans la fibre, génère les mêmes contraintes que celle observées par Raine ?

Afin de pouvoir affirmer avec certitude que ces changements d'indices sont attribuables aux changements des contraintes dans le cœur de la fibre, des mesures de contraintes sur une fibre SMF28 et sur une fibre photosensible chauffées au CO₂, devront être faites.

3.2 IDENTIFICATION DES MODES LP_{0m}

Les simulations des réseaux ont permis de déterminer les modes impliqués dans le couplage de l'énergie à l'aide du calcul théorique des équations d'ondes. On a toutefois réalisé une expérience afin de s'assurer que les modes obtenus par les simulations sont les bons. L'expérience se déroule comme suit: on a fabriqué un réseau en ajustant la longueur d'onde de couplage d'un mode précis à la longueur d'onde de celle d'un laser à erbium, $\lambda = 1559,4$ nm. Cinq réseaux ont été fabriqués. Chaque réseau couple l'énergie dans un mode particulier, c'est-à-dire le premier réseau couple l'énergie dans le mode LP₀₃, le second dans le mode LP₀₄ et successivement jusqu'à LP₀₇. Ensuite, on clive la fibre tout

près de la sortie du réseau et on branche à l'entrée le laser à l'erbium. On place à la sortie une caméra infrarouge dans le but de visualiser le mode de propagation. Les figures 3.5, 3.6 et 3.7 présentent les modes LP_{03} à LP_{07} et contiennent de haut en bas la transmission du réseau, l'image du mode et la courbe expérimentale et théorique d'une coupe du profil du mode, en partant du cœur de la fibre, en s'éloignant vers la gaine.

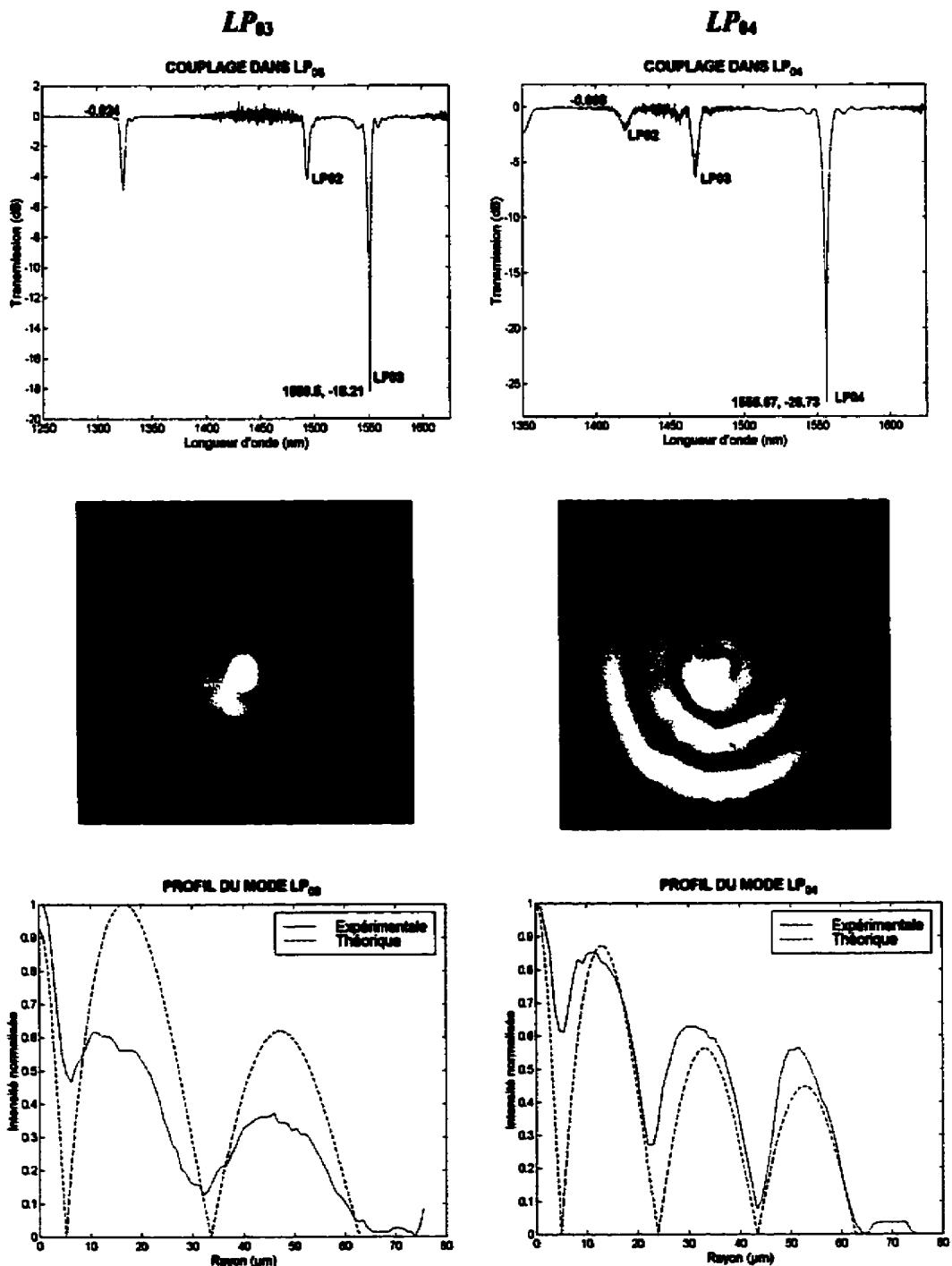


Figure 3.5: Visualisation des modes LP₀₃ et LP₀₄. De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du cœur vers la gaine.

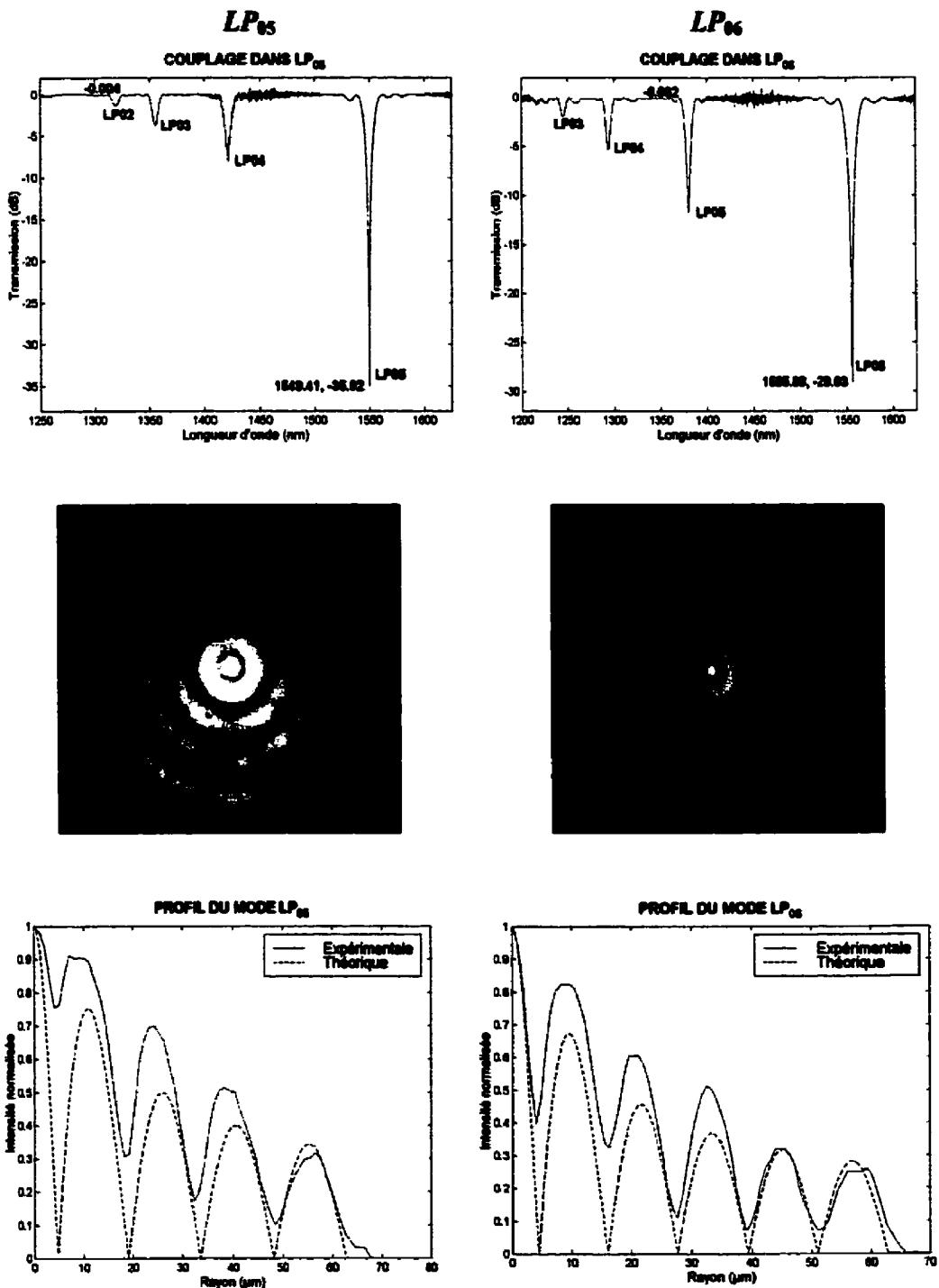


Figure 3.6: Visualisation des modes LP_{05} et LP_{06} . De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du cœur vers la gaine.

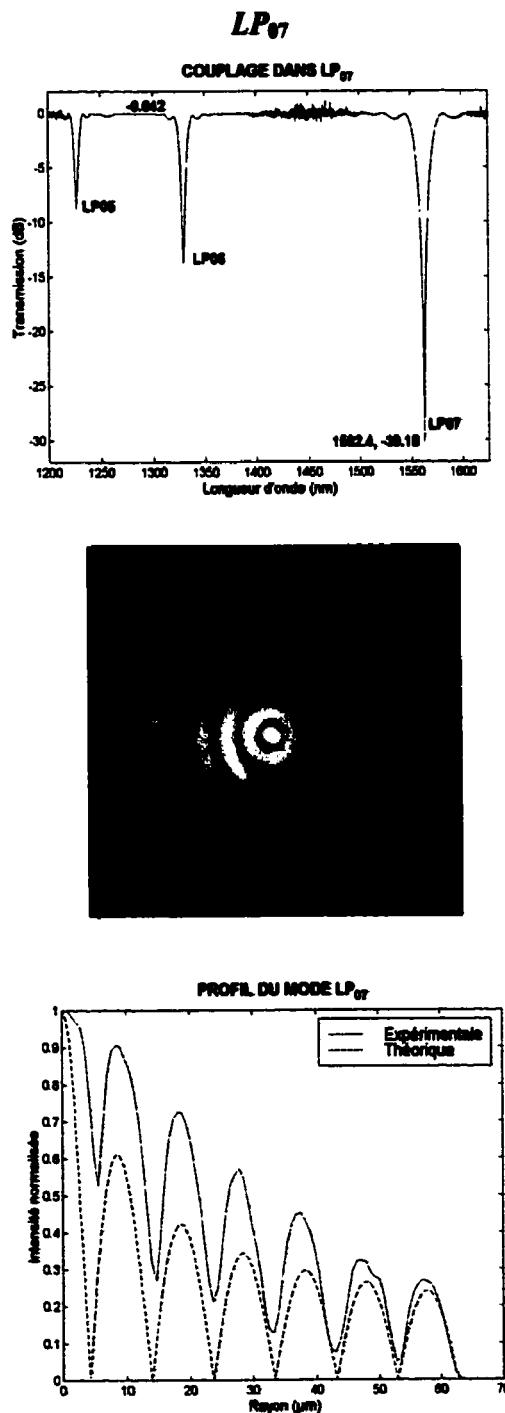


Figure 3.7: Visualisation du mode *LP₀₇*. De haut en bas; la transmission du réseau, l'image du mode et son profil du centre du cœur vers la gaine.

Les images démontrent des modes symétriques en anneaux concentriques représentant des modes pairs LP_{0m} . On reconnaît le numéros m du mode pair en comptant ses zéros, en sachant que le mode LP_{0m} possède $m-1$ zéros. On voit très bien, par exemple, sur l'image de LP_{05} ses quatre zéros. Sur les courbes du profil du mode, on remarque la concordance entre le profil expérimental et théorique. Le profil expérimental est obtenu grâce à un logiciel traçant un graphique des intensités des pixels le long d'une coupe de la figure. Ce graphique à ensuite été normalisé en intensité et l'axe des x ajusté de façon à avoir le dernier pixel correspondant au rayon de la gaine de la fibre. À ce graphique, on a superposé la courbe théorique du mode; calculé à la longueur d'onde $\lambda = 1559,4$ nm à l'aide du programme de simulation. On remarque bien la correspondance des zéros des modes entre la courbe théorique et expérimentale. Ces mesures démontrent bien que les modes obtenus par les simulations sont les bons.

3.3 CARACTÉRISATION EN TEMPÉRATURE

Connaître le comportement d'un réseau lors d'une variation de température est crucial pour sa mise en production. On sait bien qu'un changement de température modifie la réponse d'un réseau. Mais ce que l'on veut savoir c'est de quel ordre de grandeur sa réponse est modifiée. Pour ce faire, on a collé un réseau, légèrement étiré afin de le mettre sous tension, sur un substrat de silice. Comme la fibre est elle aussi principalement faite de silice, le substrat et la fibre devraient se comporter de la même façon. Une source branchée à l'entrée et un analyseur de spectre à la sortie du réseau

permettent de mesurer sa transmission lors du chauffage. On fait varier la température du four dans lequel est placé le réseau, de 24 °C à -35 °C, de -35 °C à 85 °C et de 85 °C à 24 °C, par palier de 10 °C. On prend une mesure de la transmission 10 minutes après que la température du four soit stabilisée. La figure 3.8 représente la variation de la position du mode LP_{05} en fonction de la température.

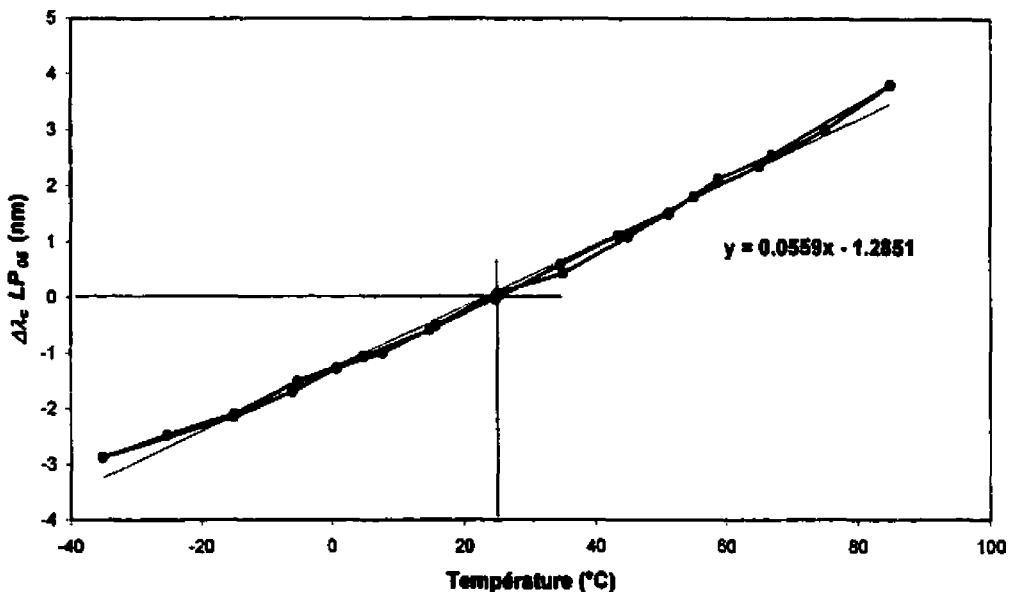


Figure 3.8: Variation de la position de la longueur d'onde du pic du mode LP_{05} en fonction de la température.

La régression linéaire donne une variation du mode LP_{05} de 56 pm / °C ou 5,6 nm / 100 °C. Une variation de 5,6 nm / 100 °C est très difficile à compenser de façon passive, c'est-à-dire sans aucun asservissement autre que le réseau et son substrat.

L'équation de la variation de la longueur d'onde de couplage en fonction de la température se dérive en sachant que l'équation d'accord de phase est toujours vraie.

$$\lambda_c = \delta n_{eff} \Lambda \quad (3.3)$$

$$\frac{d\lambda_c}{dT} = \Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial T} + \Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial \lambda_c} \frac{d\lambda_c}{dT} + \delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (3.4)$$

$$\frac{d\lambda_c}{dT} = \frac{\Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial T} + \delta n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT}}{1 - \Lambda \frac{\partial \delta n_{eff}}{\partial \lambda_c}} \quad (3.5)$$

On voit donc par l'équation (3.5) que les indices effectifs et le pas du réseau dépendent de la température. On remarque aussi une dépendance des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde de couplage.

3.4 CARACTÉRISATION EN TENSION

Lorsque le réseau, préalablement collé sur un substrat, subit des variations de température, il est aussi soumis à des tensions. L'ensemble réseau et substrat se contracte ou se dilate sous l'effet de la température, d'où l'importance de connaître la réponse d'un réseau lorsqu'il est mis sous tension. La figure 3.9 représente la variation de LP_{05} lors d'un étirage du réseau. Initialement le réseau est fixé en deux points distants de 14 cm. On a ensuite étiré le réseau et mesuré la transmission tous les 100 μm .

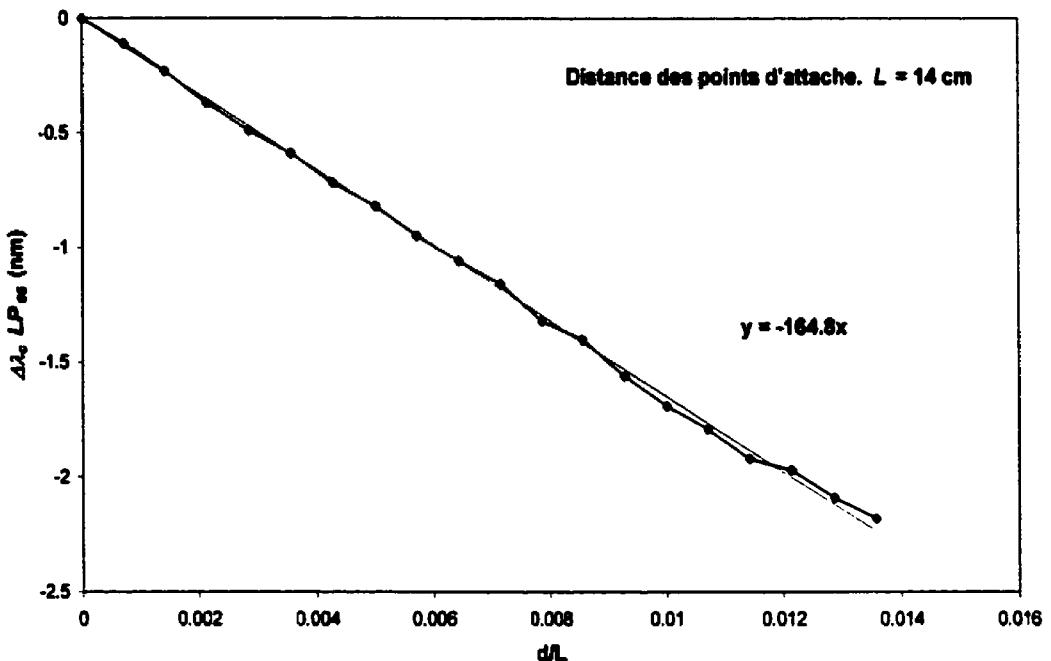


Figure 3.9: Variation de la position de la longueur d'onde du pic du mode LP_{05} en fonction de l'étirage du réseau. L'axe des x est une grandeur sans dimension qui est donné par la distance d'étiagement divisé par la distance des points d'attaches.

On remarque que le réseau se décale vers les basses longueurs d'onde. On obtient un $\frac{\Delta\lambda}{\Delta\frac{d}{L}}$ de -164,8 nm avec un $L = 14$ cm. Cette variation de la longueur d'onde de

couplage provient du fait quand étirant la fibre le réseau s'étire. Selon l'équation d'accord de phase et en considérant qu'il n'y a pas d'effet élasto-optique (les indices effectifs ne dépendent pas du changement de stress causé par l'étirage de la fibre) on doit avoir;

$$\lambda_c = \delta n_{eff} \Lambda \quad (3.6)$$

$$d\lambda_c = \delta n_{eff} d\Lambda \quad (3.7)$$

On divise l'équation (3.7) par l'équation (3.6).

$$\frac{d\lambda_c}{\lambda} = \frac{d\Lambda}{\Lambda} = \frac{d}{L} \quad (3.8)$$

Dans notre cas l'équation (3.8) n'est pas rempli car $d\lambda/\lambda$ est 10 fois plus grand que d/L . Ceci indique que l'on doit tenir compte de l'effet élasto-optique.

3.5 COMPENSATION EN TEMPÉRATURE

Comme il a été dit dans la section 3.3, il est primordial de compenser le RLP en température de manière passive, si on veut pouvoir s'en servir comme composant dans les réseaux de communications.

La figure 3.8 démontre un décalage, du mode LP_{05} , vers les hautes longueurs d'onde avec une augmentation de la température, tandis que la figure 3.9 démontre un décalage, du même mode, vers les basses longueurs d'onde avec l'étirement du réseau. La manière de compenser le réseau de façon passive est de coller le réseau, avec une légère tension, sur un substrat d'un matériau tel que l'allongement ou la contraction de ce matériau, causé par les variations de température, se répercute sur le réseau et compense ainsi les décalages en longueur d'onde du mode. L'équation (3.10) est une relation trouvée de façon empirique permettant de calculer le CTE (Coefficient Thermal Expansion) du substrat que l'on doit avoir pour obtenir un réseau compensé en température.

Tout d'abord on doit avoir que la variation de la longueur d'onde de couplage en fonction de la température doit être égale à la variation de la longueur d'onde de couplage en fonction de l'allongement du substrat et de l'allongement de la fibre. Cela donne;

$$-CTE_{substrat} \frac{\Delta \lambda}{\Delta \frac{d}{L}} + CTE_{fibre} \frac{\Delta \lambda}{\Delta \frac{d}{L}} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \quad (3.9)$$

$$(CTE_s - CTE_f) \frac{\Delta \lambda}{\Delta \frac{d}{L}} + \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} = 0 \quad (3.10)$$

Tableau 3.2: CTE de quelques matériaux.

Matériaux	CTE $\times 10^6$	Type
Fibre optique	0,55	Verre
Aluminium 6061 T-6	24,30	Métal
Plomb	52,74	Métal
Noryl	59,40	Plastique

Avec un $\Delta \lambda / \Delta (d/L) = -164,8 \text{ nm}$, un $\Delta \lambda / \Delta T = 55,3 \text{ pm/}^\circ\text{C}$ et un CTE_f de la fibre de $5,5 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ on obtient un CTE_s du substrat de $3,38 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. À l'heure actuelle, il n'y a pas de matériau possédant un CTE de cette envergure. À titre d'exemple, le tableau 10 donne une liste des CTE de quelques matériaux connus. On ne peut donc pas, pour l'instant du moins, compenser un RLP en température de manière passive. Une recherche reste devrait être faite afin de compenser ces réseaux de manière passive, sinon ces réseaux devront être compensés de manière active.

3.6 MESURE DE VIEILLISSEMENT

Il est connu et vérifié à la section 3.3 que les modes se décalent vers les hautes longueurs d'onde avec l'augmentation de la température. Par contre, ce que l'on veut vérifier c'est: s'il y a une température pour laquelle le réseau s'efface et si le réseau revient à la même longueur d'onde lorsque refroidi ? Afin de répondre à ces questions, on a chauffé un réseau par paliers de 100 °C, jusqu'à 1000 °C. À chaque palier, la température est maintenue constante pendant 20 minutes et on prend la transmission du réseau. On sort ensuite le réseau du four, on le laisse refroidir jusqu'à 100 °C et on prend sa réponse en longueur d'onde. On le remet au four pour le palier suivant. On a commencé à enregistrer les réponses en transmissions à partir de 400 °C car aucun changement notable ne se produit avant 400 °C.

Deux courbes sont présentées sur la figure 3.10. Une première courbe représente la variation du mode LP_{05} revenu à 100 °C après un palier de 20 minutes et l'autre courbe représente la variation de l'isolation, toujours dans les mêmes conditions. On remarque que l'isolation diminue avec l'augmentation de la température signifiant que le réseau s'efface. De plus, on remarque clairement deux régimes différents sur la courbe de la variation de la longueur d'onde du mode. Un premier régime de 500 °C à 800 °C où l'on observe un décalage vers les basses longueurs d'ondes et l'autre de 800 °C à 1000 °C où le mode revient vers les hautes longueurs d'ondes.

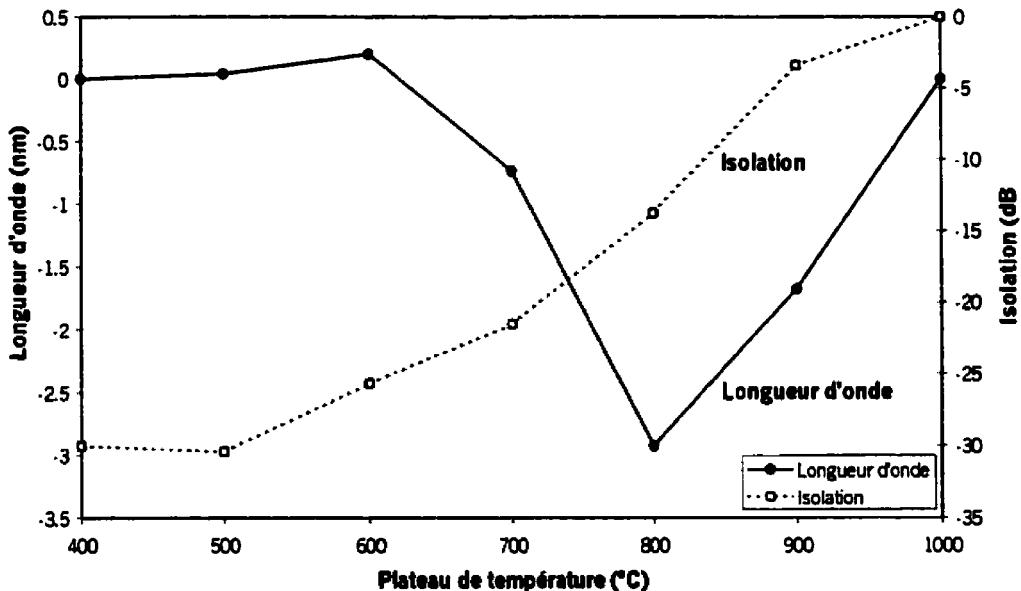


Figure 3.10: Variation du mode LP_{0s} de retour à la température de 100 °C après des plateaux de 20 minutes à hautes températures.

Il est très difficile d'analyser et de comprendre les mécanismes exacts, pouvant expliquer ces observations, étant donné les rôles que peuvent jouer les contraintes thermiques, les contraintes mécaniques et les pressions hydrostatiques lors du chauffage à haute température. Par contre, on peut quand même s'avancer à expliquer certaines observations.

Selon Davis [8] les deux régimes observés peuvent être expliqués par un relâchement de la tension axiale résiduelle de la gaine (voir section 3.1.2) que possède la fibre SMF28. Dans le premier régime, lors du chauffage, la fibre relâche graduellement sa tension ce qui crée une contraction du réseau diminuant son pas et entraînant ainsi sa

longueur d'onde vers les basses longueurs d'ondes (voir figure 2.12). Toujours selon Davis, au température de 800 °C à 1000 °C, la fibre subit une élongation allongeant ainsi le réseau, son pas se trouve par le fait même allongé et engendre un décalage vers les hautes longueurs d'onde. Son hypothèse est conforme à nos résultats. On a simulé une variation du pas du réseau afin d'obtenir une variation de la longueur d'onde de couplage. Pour le cas de 600 °C à 800 °C nos résultats donnent un $\Delta\lambda_c = -2,19$ nm, la simulation donne une diminution du pas de 0,95 μm, pour un réseau possédant 95 pas indiquant une contraction de la fibre de 90,25 μm. Cette hypothèse est peu probable, mais non impossible.

Par ailleurs, selon Dong [9], les effets causés par la photosensibilité (création de défaut GODC) dans une fibre disparaissent complètement aux environs de 300 à 400 °C. Le fait que le réseau soit encore apparent aux températures de 600 °C vient contredire l'explication voulant que le changement d'indice, engendré par le CO₂, soit crée par le biais des défauts GODC. En tenant compte de ce fait, une autre explication est possible. Considérons pour le moment que le mécanisme permettant la création du réseau provient d'un changement dans les contraintes de la fibre. Le fait de chauffer la fibre dans la plage de 600 °C à 800 °C modifie les états de contrainte qui ont permis la création du réseau. Les changements provoqués sont tels qu'ils engendrent une diminution du δn remarquée par la perte en isolation du réseau et une diminution de l'indice moyen que l'on voit par le décalage vers les basses longueurs d'onde. Le chauffage au-delà de 800 °C entraîne des

changements d'une manière telle que la contrainte change de signe provoquant un décalage vers les hautes longueurs d'onde, toujours avec une augmentation de l'indice moyen. L'indice moyen augmente au point où le δn disparaît complètement et avec sa disparition, le réseau disparaît également.

Les mesures de contrainte effectuées par Raine [7] démontrent que différentes contraintes peuvent engendrer des comportements différents. Par contre, sans réaliser de mesures de contrainte sur le chauffage de réseaux fabriqués par CO₂, on ne peut pas valider cette explication. Cette approche permet cependant d'envisager des futures recherches dans cette voie.

3.7 MESURE DE SURFACE

On a effectué des mesures du profil de surface à l'aide d'un profilomètre de surface, possédant une résolution de 0.1 nm, sur un réseau fabriqué dans une SMF28 avec la lentille sphérique. Les paramètres du réseau sont: puissance laser de 700 mW, durée d'impulsion de 200 ms et pas de 500 μ m. Le but est de vérifier si l'impulsion laser déforme la fibre. La méthode réalisée consiste à placer la fibre sur une lame de verre que l'on aligne dans l'axe de déplacement de l'aiguille du profilomètre. Cette aiguille balaie la surface et enregistre la moindre de ses déformations. Toutefois, cet appareil ne possède pas de zéro absolu, c'est-à-dire que si l'épaisseur de la lame de verre n'a pas une épaisseur constante, que l'aiguille n'est pas positionnée exactement sur le dessus de la fibre ou que

l'aiguille ne se déplace pas exactement dans l'axe de la fibre, le profil obtenu par le profilomètre n'est pas totalement fiable. Malgré ses faits cette mesure donne des observations qualitatives intéressantes.

Les figures 3.11 et 3.12 illustrent des mesures effectuées sur deux réseaux. On peut voir des creux dans la silice d'une profondeur variant de 130 à 400 nm ayant une périodicité de l'ordre de 500 µm. Ces résultats ne donnent pas d'information sur les mécanismes pouvant créer le saut d'indice et on ne peut pas dire non plus si ces creux sont causés par une compactions ou une sublimation du matériel, mais elles donnent tout de même une idée du chevauchement des perturbations.

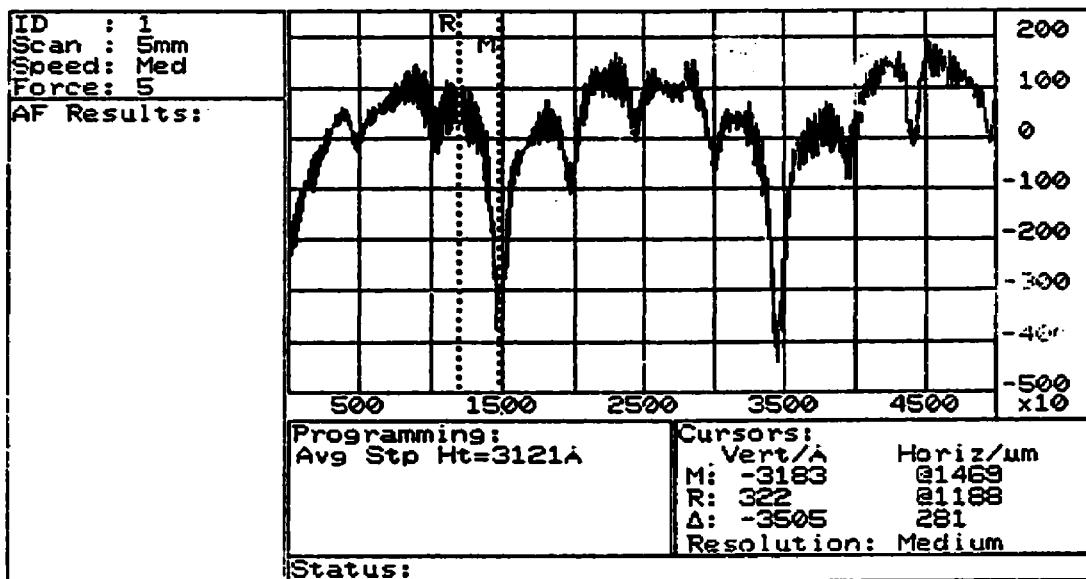


Figure 3.11: Mesures de surface d'un réseau ayant un pas de 500 μm dans une SMF28, donnant la profondeur d'un creux causé par une impulsion laser. $\Delta Y = 350.5$ nm.

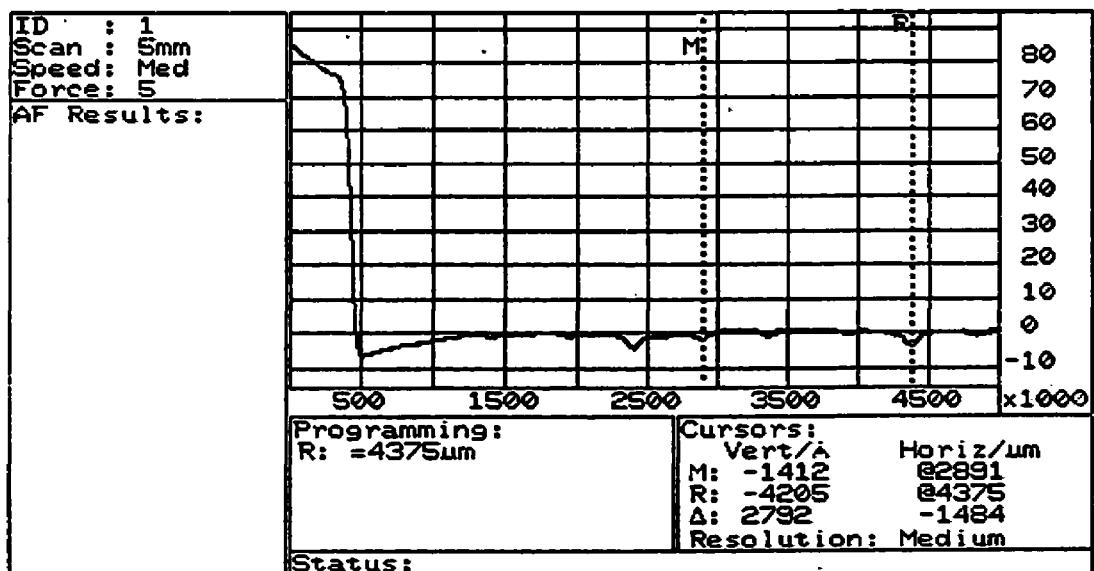


Figure 3.12: Mesures de surface d'un réseau ayant un pas de 500 μm dans une SMF28, donnant la distance entre trois creux successifs représentant le pas du réseau. $\Delta X = 1484$ μm.

3.8 ATTAQUE À L'ACIDE FLUORIDRIQUE (HF)

Les creux observés sur les mesures de surface présentées à la section 3.7 peuvent avoir créé une compaction du matériel à la surface de la fibre. Afin de vérifier si le saut d'indice produit par la perturbation provient d'une contrainte de surface, on a trempé un réseau fabriqué avec la lentille sphérique dans du HF. L'acide fluoridrique attaque la silice à raison de $1\text{ }\mu\text{m}$ par minute. On a trempé la fibre pendant 5 minutes dans le but de retrancher $5\text{ }\mu\text{m}$ de matériau sur toute la circonférence.

La figure 3.13 présente le réseau avant le trempage dans le HF. On remarque que le couplage s'effectue dans le mode LP_{05} à la longueur d'onde de $\lambda_c = 1494,74\text{ nm}$ et la simulation donne un $\delta n = -1,94 \times 10^{-4}$.

La figure 3.14 représente le réseau après un trempage de 5 minutes dans le HF. On remarque un décalage des modes vers les hautes longueurs d'ondes, LP_{05} est rendu à $\lambda_c = 1641,81\text{ nm}$ et ceci représente un $\Delta\lambda_c = 147,07\text{ nm}$. La simulation donne un rayon de gaine de $54,7\text{ }\mu\text{m}$ avec un δn de $-2,12 \times 10^{-4}$. Le maximum de couplage s'effectue maintenant dans le mode LP_{04} . Le tableau 11 résume les résultats.

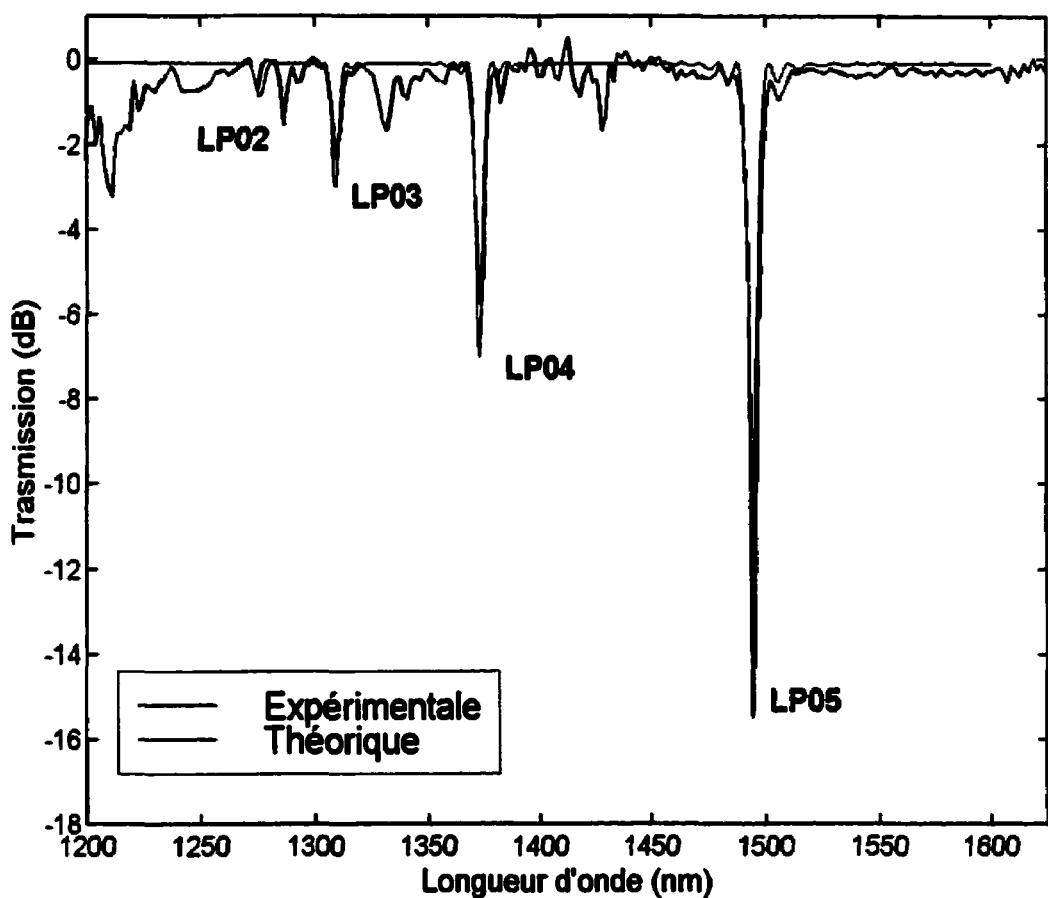


Figure 3.13: Réponse spectrale d'un RLP fabriqué avec la lentille sphérique dans une SMF28.

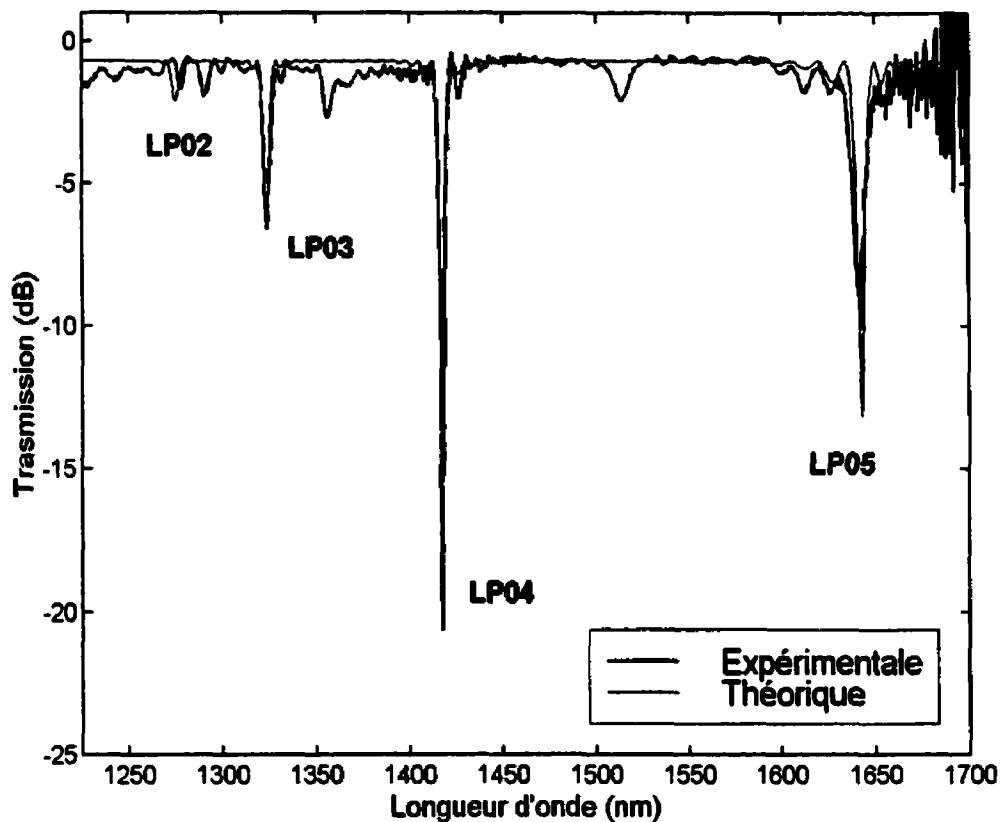


Figure 3.14: Réponse spectrale d'un RLP après une attaque au HF pendant 5 minutes.

Tableau 3.3: Résumé des résultats de l'attaque au HF.

RLP	Rayon de la gaine μm	$\lambda_c LP_{04}$ nm	$\lambda_c LP_{05}$ nm	δn $\times 10^{-4}$
Avant HF	62.5	1373,42	1494,74	-1,94
Après HF	54.7	1417,15	1641,81	-2,12
		$\Delta \lambda_c = 43,73$	$\Delta \lambda_c = 147,07$	$\Delta \delta n = 0,18$

L'attaque HF a modifié le guide en diminuant le rayon de la gaine. Cette modification change les indices effectifs des modes de gaine LP_{0m} et selon l'équation (1.29) agit directement sur les longueurs d'ondes de couplages. C'est ce qui explique le décalage vers les hautes longueurs d'ondes. Cependant on remarque aussi que l'attaque HF a fait augmenter le saut d'indice de $\Delta\delta n = 0.18$, ce qui tend à démontrer un léger changement dans les états de contrainte interne.

3.9 FIBRE ÉCLAIRÉE À L'U.V.

Les expériences effectuées, sur de la fibre photosensible, par Brambilla [10] démontrent qu'une préforme préalablement chauffée au CO₂ augmente le pic d'absorption à 242 nm, démontrant ainsi l'augmentation de sites des défauts de types GODC. On sait que le fait d'éclairer une fibre à l'U.V. transforme les défauts GODC en GeE'. L'expérience qui suit a pour but de vérifier si les changements dans les concentrations des types de défauts vont influencer le saut d'indice induit par le CO₂. On a d'abord éclairé une fibre SMF28 avec un laser excimer à 193 nm, dont l'énergie des impulsions à 100 Hz est de 79,19 mJ/cm². Le faisceau laser de 8 mm de largeur éclaire la fibre pendant 15 minutes; on déplace ensuite la fibre de 8 mm pour irradier une autre portion, ainsi de suite jusqu'à couvrir 80 mm de longueur. On transporte ensuite la fibre sur le montage de fabrication des RLP et on écrit un réseau dans la section de la fibre irradiée à l'U.V.

Si on compare le réseau réalisé avec cette expérience, sur la figure 3.15, avec un réseau fabriqué la même journée avec les mêmes paramètres, sauf pour le pas, sur la figure 3.16, on ne remarque aucune différence entre les deux réseaux.

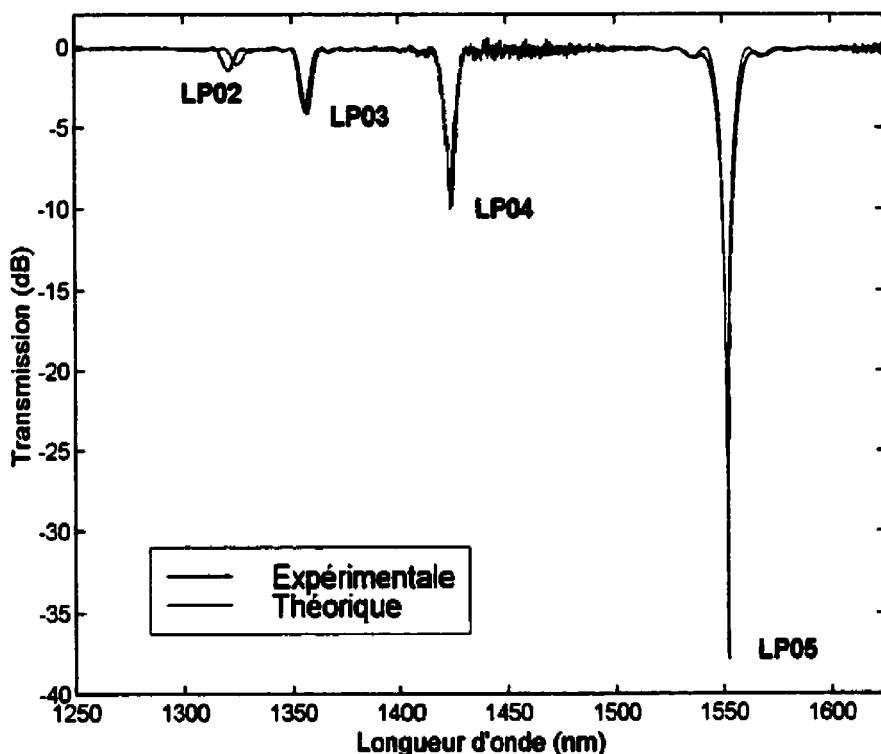


Figure 3.15: Un RLP fabriqué dans une SMF28 irradié à l'U.V. avant sa fabrication au CO₂.

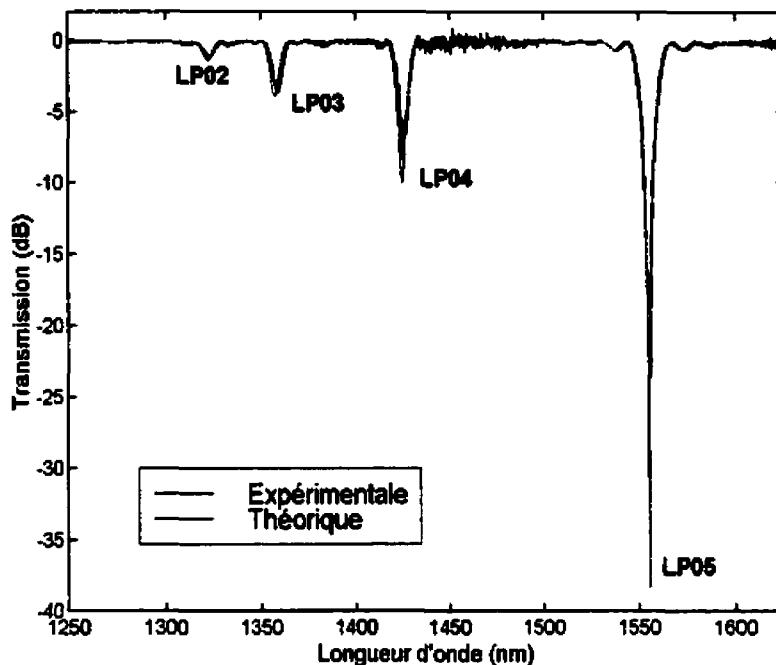


Figure 3.16: RLP de fabrication normal.

Le réseau irradié à l'U.V. a une isolation de $-37,78$ dB et le réseau non irradié a une isolation de $-37,52$ dB. Le tableau 12 résume les résultats obtenus.

Tableau 3.4: Résumé des résultats d'un réseau fabriqué dans une fibre irradiée à l'U.V.

RLP	Puissance W	Impulsion ms	Pas μm	Nb pas	λ_c nm	Isolation dB	δn $\times 10^{-4}$
Normal	6,0	500	490	96	1555,19	-37,52	-3,36
U.V.	6,0	500	488	96	1552,01	-37,78	-3,35

Ces résultats indiquent que les changements dans les concentrations des défauts n'affectent pas de manière notable le changement d'indice induit par le laser au CO₂. Ce

qui revient à dire que la contribution majeure du saut d'indice δn , produit par la radiation du CO₂, ne provient pas des types de défauts GODC ou GeE', du moins pour les réseaux fabriqués dans la SMF28.

3.10 MESURE DE LA PDL

On ne peut pas fabriquer un composant tout fibre optique sans connaître la dépendance de ses pertes en fonction de la polarisation du signal, c'est ce que l'on appelle la PDL (Polarisation Dependent Loss). Cette mesure a été réalisée à l'aide de la méthode de Mueller / Stokes (voir annexe V). La PDL est calculée par l'équation (3.11).

$$PDL_{dB} = 10 \log \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right) \quad (3.11)$$

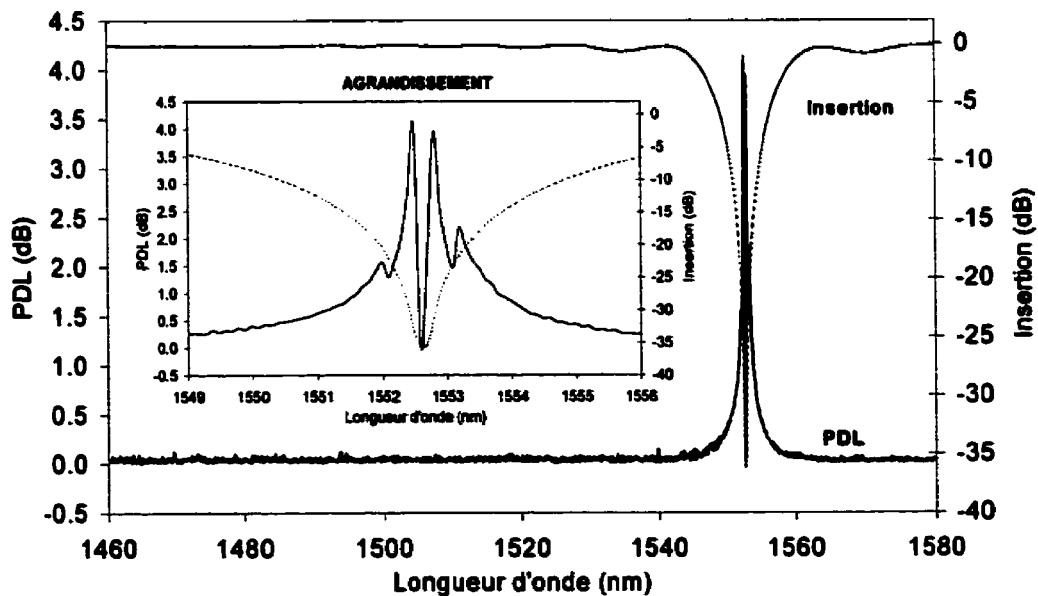


Figure 3.17: PDL d'un réseau fabriqué dans la SMF28.

La figure 3.17 présente la PDL d'un réseau fabriqué dans une SMF28. On remarque que le composant est insensible à la polarisation du signal à l'extérieur des longueurs d'onde de résonance. La variation de 4 dB à la longueur d'onde de couplage est considérée comme étant négligeable, car 4 dB de PDL sur -36 dB d'isolation signifie un variation de 2 dB autour de -36 dB. Cette variation de 4 dB peut provenir d'une asymétrie de la fibre au niveau du réseau. Cette asymétrie s'est probablement créé lors du chauffage par la radiation CO₂ provoquant une biréfringence. Il faut se souvenir que dans toutes les expériences la fibre est chauffée que d'un seul côté.

Dans l agrandissement, on remarque que la PDL revient à zéro. Ceci s'explique par le fait qu'à cet endroit les courbes de différentes PDL se croisent et ont la même valeur de transmission, T_{max} et T_{min}, ce qui donne une PDL de zéro.

3.11 CONCLUSION

L'irradiation d'une fibre au CO₂ provoque un changement d'indice δn négatif dans le coeur d'une SMF28 et un δn positif dans le coeur d'une fibre photosensible. Les mécanismes en cause pouvant engendrer ce saut d'indice n'ont pas été identifiés avec certitude. Cependant, les mesures effectuées par Raine sur les contraintes d'une SMF28 et d'une fibre photosensible éclairées à l'U.V. démontrent une diminution de la compression du coeur de la SMF28 et une augmentation de la tension du coeur d'une fibre photosensible. Par ailleurs, si l'on compare les mesures de profil d'indice aux mesures

effectuées par Raine, on remarque respectivement que pour la SMF28 il y a une diminution de l'indice du cœur associée une diminution de la compression du cœur et que pour la fibre photosensible il y a une augmentation de l'indice du cœur associée une augmentation de la tension du cœur.

Les explications possibles avancées sur les mécanismes pouvant engendrer deux régimes différents dans les mesures de réseau soumis à une haute température et le léger changement d'indice observé sur les réseaux plongés dans l'acide fluoridrique, font intervenir des changements dans les contraintes de la fibre. Des réseaux fabriqués dans une SMF28 préalablement éclairée à l'U.V. démontrent qu'un changement de concentration des défauts G_{ODC} et G_{E'} n'affectent pas de façon notable le saut d'indice créé par la radiation du CO₂.

Suite à ces observations, on peut avancer l'hypothèse que la radiation au CO₂ change les états de contraintes dans le cœur de la fibre créant ainsi un changement de son d'indice. Par conséquent, des mesures de contraintes sur des fibres irradiées au CO₂ deviennent indispensables afin de pouvoir corroborer ou non cette hypothèse.

Il a été démontré que l'on peut fabriquer des réseaux avec peu de pertes, une isolation contrôlable avec le nombre de pas du réseau et une longueur d'onde de couplage ajustable au centième de nanomètre rendant ces réseaux très performants. Cependant,

leurs grandes variations de $5,6 \text{ nm}/100 \text{ }^{\circ}\text{C}$ de la longueur d'onde de couplage avec la température associée à leurs ε en tension de $-164,8 \text{ nm}$ demandent d'avoir un substrat avec un CTE de $3,38 \times 10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Pour le moment du moins, il n'est pas possible de compenser ces RLP en température, de manière passive, les rendant ainsi inutilisables dans les réseaux de communication.

CHAPITRE 4. LES COMPOSANTS

Les RLP sont surtout utilisés comme filtre ou comme sonde dans des domaines aussi variés que la communication, la mécanique des matériaux, les industries pétrolières et bien d'autres encore. Il y a beaucoup de possibilités à explorer si l'on considère que l'on peut insérer des RLP dans d'autres composants tels que des coupleurs, des fibres étirées ou même des Mach-Zehnder.

Le chapitre 4 traite de la réalisation de composants. Cependant, on se limite à quelques applications impliquant seulement des RLP que l'on a placé les uns à la suite des autres. Pour commencer, on verra comment il est possible de créer des sondes de température et de tension avec seulement un réseau. Par la suite on présentera de quelle manière on peut modifier la réponse d'un composant en longueur d'onde en ajoutant des réseaux en séries.

4.1 LES CAPTEURS

Étant donné que la fibre optique est petite, que son coût de revient est faible et que son interaction avec les champs électriques et magnétiques est inexistante, beaucoup de recherches se font sur l'utilisation des RLP pour capter de l'information dans des endroits où d'autres appareils deviennent inefficaces.

On ne veut pas, dans cette section, établir de façon exhaustive la théorie et les expériences du développement des capteurs, car cette étude sortirait du cadre de cette maîtrise. On veut seulement souligner qu'il est possible, en se référant aux figures 3.8 et 3.9, de se servir de la variation du mode LP_{05} du RLP comme capteur de température ou de tension. En effet, un système utilisant ces particularités, nuisibles pour les communications, peut être mis à profit afin d'aller mesurer ces paramètres dans des endroits aussi variés qu'à l'intérieur d'une poutre de béton, au fond d'un réservoir de pétrole et à l'intérieur d'une conduite d'eau, pour ne nommer que ceux là.

4.2 RLP EN SÉRIE SANS GAINE

Les RLP sont principalement utilisés comme filtres en longueur d'onde dans les circuits de communications. Cependant leurs grandes largeurs de bande les rendent très peu efficaces comme filtre réjecteur dans les circuits de WDM, mais peuvent filtrer toute une bande de canaux. Toutefois, à l'aide de plusieurs réseaux en série il est possible de fabriquer des dispositifs ayant une réponse en longueur d'onde pour laquelle il y a beaucoup de demande dans l'industrie.

4.2.1. Un saut de phase de π

À l'aide d'un seul réseau on peut filtrer deux longueurs d'ondes en insérant un déphasage de π au centre du réseau. La façon de voir ce qui se passe est de considérer

deux réseaux séparés par une distance d . Le premier réseau, d'une longueur équivalente à $L/2$ (L est la longueur du réseau), couple l'énergie dans le mode de gaine. On insère ensuite une distance d , entre les deux réseaux, de longueur $\Lambda + \Lambda/2$ (Λ est le pas du réseau) et on fabrique le deuxième réseau. L'équation (4.1) permet de calculer la transmission finale du composant.

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(z) \\ \Psi_2(z) \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} e^{i\beta_1 d} & 0 \\ 0 & e^{i\beta_2 d} \end{bmatrix} T \begin{bmatrix} \Psi_1(1) \\ \Psi_2(0) \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Ψ_1 et Ψ_2 représentent l'amplitude du mode fondamental et l'amplitude du mode de gaine respectivement. Les matrices T (équation 1.24) sont les matrices de transfert des RLP. Le déphasage entre les modes est exprimé par le terme $e^{i\beta d}$ et comme d est le même pour les deux modes, le déphasage provient de la différence des constantes de propagations β . En développant l'équation (4.1) on obtient l'amplitude des modes Ψ_1 et Ψ_2 à la sortie du composant représenté par l'équation (4.2).

$$\begin{bmatrix} \Psi_1(z) \\ \Psi_2(z) \end{bmatrix} = e^{-i(\beta_1 + \beta_2)z} \begin{bmatrix} e^{-i\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z - \beta_1 d\right)} A^2 + ie^{i\beta_2 d} B^2 \\ e^{i(\beta_1 d + \phi)} AB + e^{i\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi + \beta_1 d\right)} BC \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Avec A , B et C équivalents à:

$$A = \left(\cos(\alpha z) - i \frac{\gamma}{2\alpha} \sin(\alpha z) \right) \quad B = \left(\frac{c}{\alpha} \sin(\alpha z) \right)$$

$$C = \left(\cos(\alpha z) + i \frac{\gamma}{2\alpha} \sin(\alpha z) \right)$$

La figure 4.1 représente la transmission d'un composant, ayant un saut de phase de π entre deux réseaux ayant le même nombre de pas (50). Le trait en pointillé représente le premier réseau. On remarque bien la transmission de la longueur d'onde centrale des pics de chaque mode revenir à zéro. Ce phénomène s'explique ainsi: le déphasage de π entre le vecteur d'onde du mode fondamental et celui du mode de gaine impliqué, à la longueur d'onde centrale du pic, fait en sorte que l'énergie couplée, par le deuxième réseau, annule l'énergie déjà existante dans le mode de gaine. Par contre, plus la longueur d'onde s'éloigne de part et d'autre de λ_c , le vecteur d'onde possède une composante non nul contribuant à l'augmentation de l'énergie dans le mode de gaine.

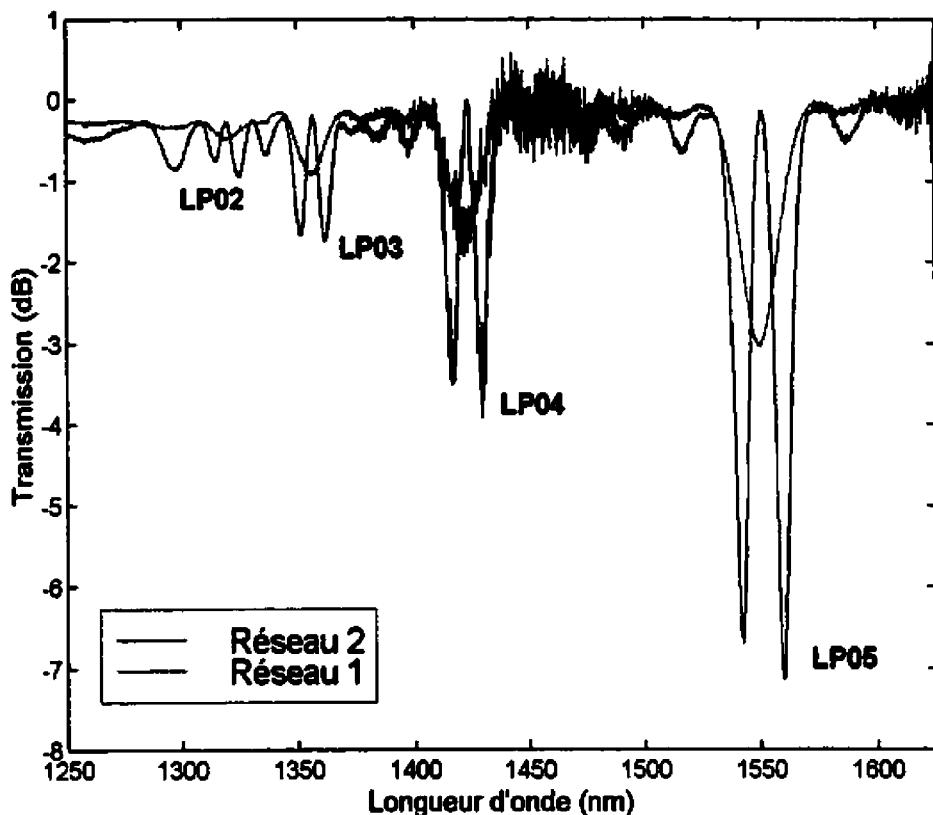


Figure 4.1: Deux réseaux identiques ayant 3 dB d'isolation mis en série distants d'une fois et demie le pas du réseau afin d'avoir un déphasage de π entre le mode de cœur et les modes de gaine. .

Lorsque l'on continue à écrire le deuxième réseau, on remarque l'augmentation de l'isolation des deux pics de chaque côté des modes de gaine LP_{0m} . La figure 4.2 illustre la transmission du composant lorsque le deuxième réseaux possède un nombre de pas égal à 100. Ceci est causé parce que le produit CL dans l'équation (1.30) n'a pas encore atteint son premier minimum de $\pi/2$.

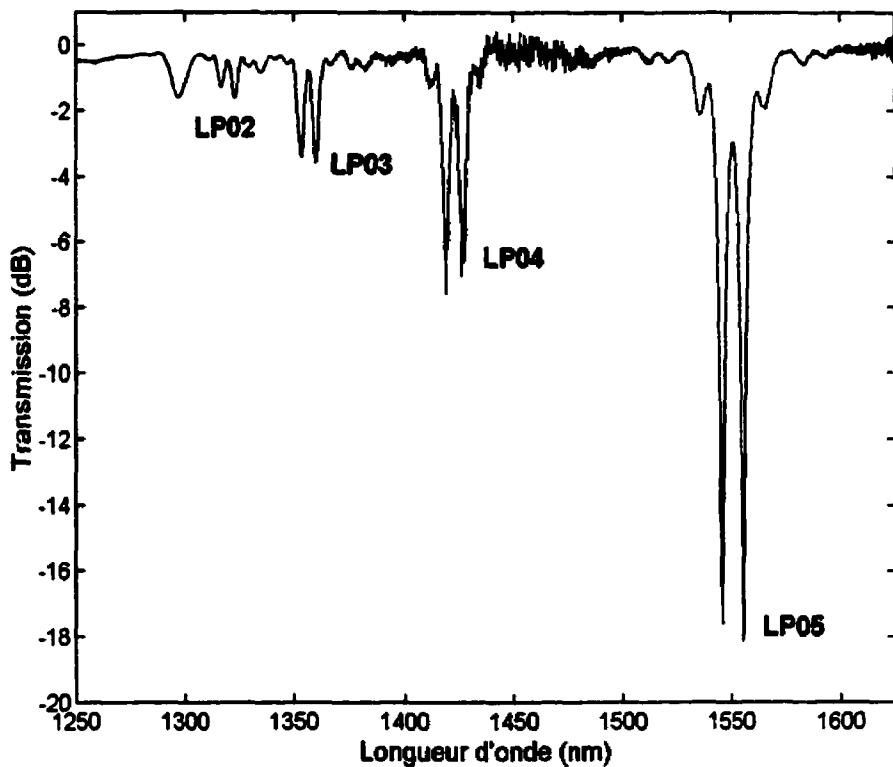


Figure 4.2: Transmission spectrale d'un composant ayant un premier réseau avec 3 dB d'isolation, un saut de phase de π et un deuxième réseau ayant un nombre de pas égal à 100.

4.2.2. Interféromètre modal

Un interféromètre modal a le même principe de fonctionnement qu'un interféromètre de Mach-Zehnder à la seule différence que ce sont les modes qui remplissent le rôle des bras. La fabrication de ce composant est la même que dans le cas du saut de phase sauf que la distance d entre les deux réseaux est beaucoup plus grande. De même que pour le Mach-Zehnder plus la distance est grande, plus le déphasage est

grand et plus il va y avoir des franges d'interférences qui vont apparaître dans la réponse spectrale du composant. La figure 4.3 présente les deux réseaux, à -3 dB d'isolation, qui ont servi à fabriquer l'interféromètre présenté à la figure 4.4.

Notons que ces deux réseaux ont été fabriqués au début des expériences de ce mémoire, ce qui implique que la méthode de fabrication permettant une reproductibilité au centième de nanomètre n'est pas encore établie; ce qui explique pourquoi ces réseaux ont une différence dans leur longueur d'onde de couplage de $1,22$ nm. Le tableau 13 présente les paramètres des réseaux. On obtient un $\Delta\lambda = 1,67 \pm 0.06$ nm entre les franges de l'interféromètre, avec une distance entre les deux réseaux de $347,5$ mm .

Tableau 4.1: Paramètres des réseaux utilisés pour la fabrication de l'interféromètre.

Réseaux	Puissance W	Temps ms	Pas μm	Nombre de pas
RLP 1	5,75	500	485	65
RLP 2	5,75	500	485	68
Distance expérimentale entre les deux RLP = $347,5$ mm				
Distance théorique entre les deux RLP = 349 mm				

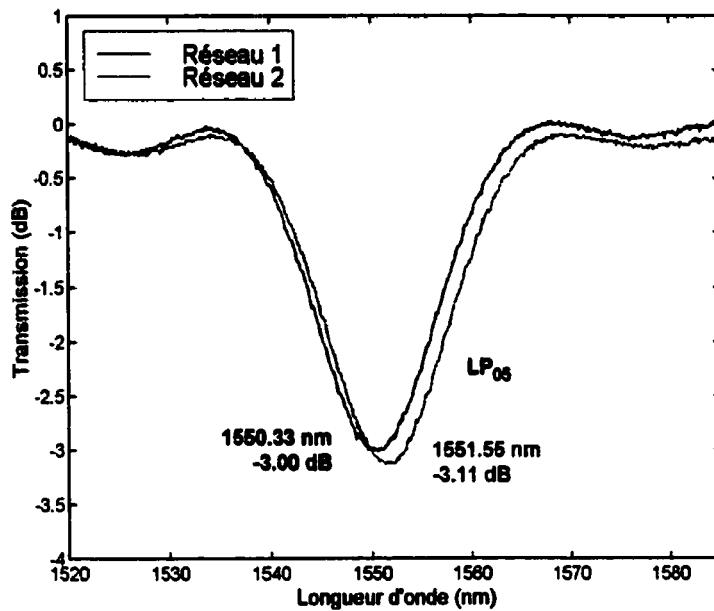


Figure 4.3: Réponses spectrales des deux réseaux, à -3 dB, qui ont servi à fabriquer l'interféromètre modal.

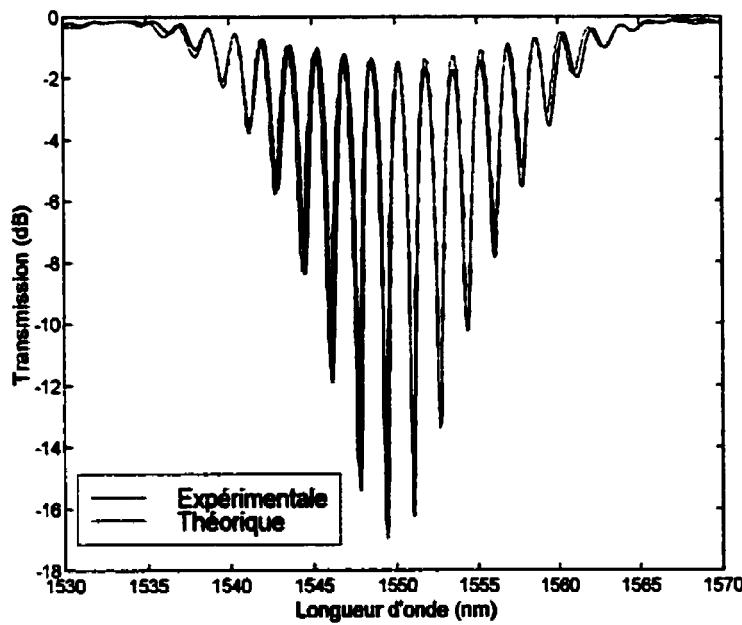


Figure 4.4: Réponse spectrale d'un interféromètre modal utilisant le mode LP_{05} .

Cet interféromètre a été fabriqué en fusionnant les RLP 1 et RLP 2 ensemble distants de 347,5 mm. Cette fusion a créé une perturbation dans la gaine de la fibre affectant ainsi le mode de gaine LP_{05} . C'est ce qui explique la perte de signal de l'ordre de 2 dB dans les franges d'interférences. On remarque une non linéarité dans la période des franges. Selon Lee [11] cette non linéarité est causée par la dépendance en longueur d'onde de l'indice effectif de groupe.

4.3 RLP EN SÉRIE AVEC GAINE

Lorsque l'on met des réseaux en série distant l'un de l'autre, en laissant la gaine de protection de la fibre, les réseaux deviennent indépendants les uns des autres. On peut à ce moment-là créer des filtres ayant la forme que l'on veut. Une des plus grandes applications des RLP sont les filtres d'égaliseur de gain pour les amplificateurs à l'erbium.

Un amplificateur à l'erbium est une fibre dopée à l'erbium créant un milieu d'amplification pour le signal qui le traverse. Cependant cette amplification n'est pas constante sur la plage de longueur d'onde utilisée par les systèmes de communication, c'est pourquoi on doit créer un filtre permettant d'atténuer les longueurs d'onde trop fortement amplifiées.

Le développement de tel dispositif est un projet en soi, c'est pourquoi cette section ne traite que de simulations de RLP afin de démontrer la faisabilité de tels filtres avec, dans notre cas, quatre RLP.

Le tableau 14 présente les paramètres des quatre RLP qui ont permis d'obtenir une courbe permettant d'égaliser le gain d'un amplificateur à l'erbium typique, présenté sur la figure 4.5.

Tableau 4.2: Paramètres des RLP permettant de réaliser un filtre pour égaliser le gain d'un amplificateur à l'erbium.

RLP	Pas μm	Nombre de pas	δn $\times 10^{-4}$
1	476,8	180	-1,18
2	488,0	130	-1,05
3	481,8	150	-0,94
4	487,9	70	-2,65

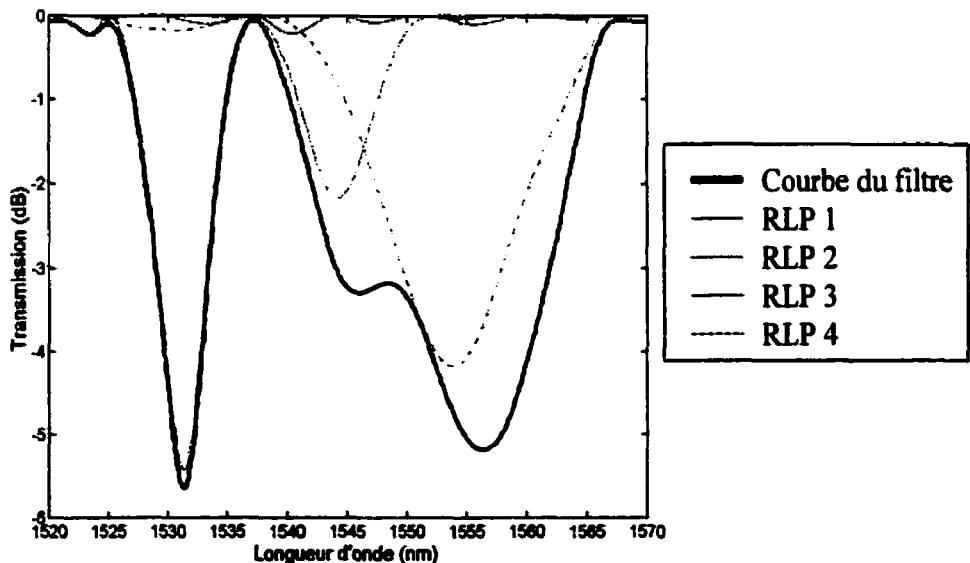


Figure 4.5: Courbe d'un égalisateur de gain simulée avec quatre RLP en série.

4.4 CONCLUSION

Il a été démontré que l'on peut fabriquer des composants avec des RLP. Le plus prometteur des composants réalisés, est l'égalisateur de gains des amplificateurs à l'erbium. Ce composant a une grande demande sur le marché et la configuration des RLP permet de réaliser un large éventail de courbes d'égalisateur de gain. Pour ce qui est de l'interféromètre, beaucoup de développement reste à faire afin d'améliorer son isolation, de diminuer ses pertes d'insertions et d'ajuster sa période afin qu'elle corresponde aux différents canaux de communication; si on veut l'intégrer dans les circuits de WDM et dans les DWDM.

CONCLUSION

Cette étude a permis de démontrer la faisabilité des RLP à l'aide d'un laser au CO₂. La qualité des réseaux fabriqués est comparable à des réseaux théoriques. Cependant, fabriquer des réseaux sans avoir de contrôle ne sert pas à grand chose. C'est pourquoi le rôle que joue chaque paramètre de fabrication a été isolé, étudié et finalement compris. La compréhension de ces paramètres permet d'obtenir un bon contrôle sur les pertes, l'isolation du pic de résonance, la longueur du réseau et surtout sur la longueur d'onde de couplage.

Pour ce qui est des mécanismes mis en jeu, plusieurs expériences réalisées dans le cadre de ce travail démontrent que le changement d'indice semble provenir d'un changement de contrainte dans le cœur de la fibre. Les résultats des mesures des profils d'indices combinés aux mesures de contrainte réalisées par Raine [7] ne permettent pas de répondre de façon définitive à la question, car les mesures de Raine ont été effectuées sur des fibres éclairées à l'U.V. Toutefois, cela ouvre la voie à la prochaine étude pouvant relier des mesures de contrainte sur des fibres éclairées au CO₂, au changement d'indice observé sur les mesures de profil d'indice.

Plusieurs expériences demandant un moteur précis au dixième de micron restent à faire. Effectivement, avec un tel moteur il sera possible de faire des réseaux apodisés en

superposant un deuxième réseau sur le premier ayant une variation du pas du réseau de telle sorte que le δn final ressemble une gaussienne relevée. Il sera aussi possible de faire des réseaux avec un pas variable, ce résultat appelé réseau "chirpé" permet d'obtenir un élargissement des pics de résonance.

RÉFÉRENCES

1. N. Godbout, X. Daxhelet, A. Maurier, S. Lacroix, "Long-period fiber grating by electrical discharge", *ECOC*, , pp. 397-398, (1998).
2. T. Enomoto, M. Shigehara, S. Ishikawa, T. Danzuka, H. Kanamori, "Long-period fiber grating in a pure silica core fiber written by residual stress relaxation", *OFC 98 Tech. Dig.*, , pp. 277-278, (1998).
3. V. I. Karpov, et al., "Mode-field converters and long-period gratings fabricated by thermo-diffusion in nitrogen-doped silica-core fibers", *OFC 98 Tech. Dig.*, , pp. 279-280, (1998).
4. D. D. Davis, et al., "Long-period fibre grating fabrication with focused CO₂ laser pulses", *Electronics Letters*, Vol. 34, pp. 302-303, (1998).
5. M. Akiyama, K. Nishide, K. Shima, A. Wada, R. Yamauchi, "Long Period Fiber Gratings", *OFC 98 Tech. Dig.*, , pp. 276-277, (1998).
6. A. W. Snyder, J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* , 1983, Chapman and Hall Ltd.
7. K. W. Raine, R. Feced, S. E. Kanellopoulos, V. A. Handerek, "Measurement of axial stress at high spatial resolution in ultraviolet-exposed fibers", *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 1086-1095, (1999).
8. D. D. Davis, T. K. Gaylord, E. N. Glytsis, S. C. Mettler, "Very-high-temperature stable CO₂ laser induced long-period fibre gratings.", *Electronics letters*, Vol. 35, pp. 740 - 742, (1999).

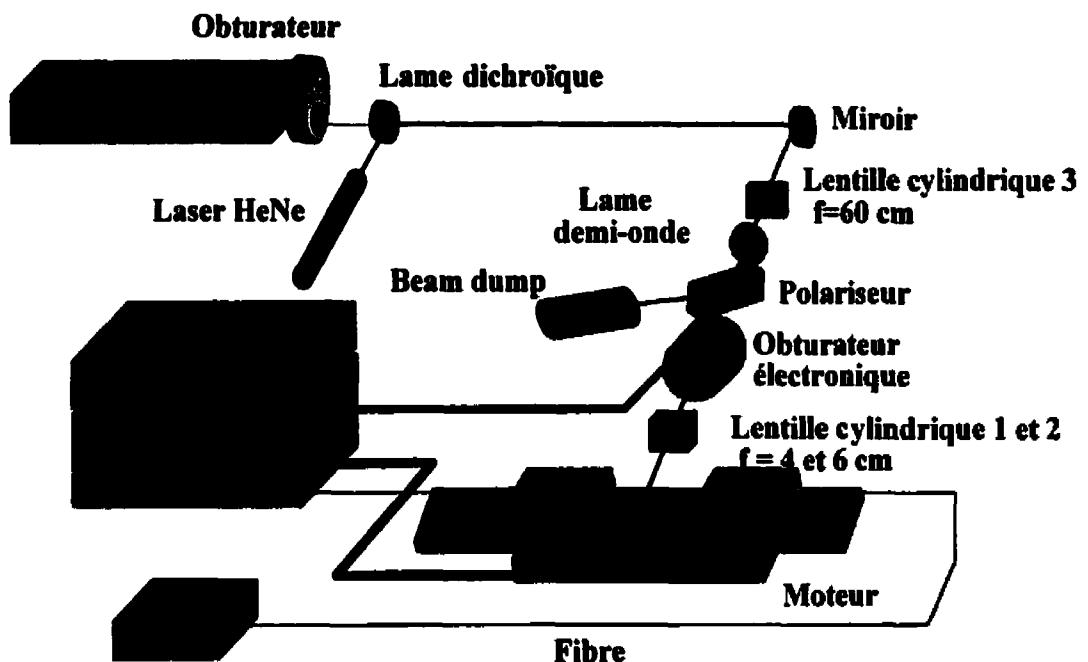
9. L. Dong, W. F. Liu, "Thermal decay of fiber bragg gratings of positive and negative index changes formed at 193 nm in boron-codoped germanosilicate fiber", *Applied Physics*, Vol. 76, pp. 73-80, (1994).
10. G. Brambilla, V. Pruneri, L. Reekie, D. N. Payne, "Enhanced photosensitivity in germanosilicate fibers exposed to CO₂ laser radiation", *Optics Letters*, Vol. 24, pp. 1023-1025, (1999).
11. B. H. Lee, J. Hishii, "Dependence of fringe spacing on the grating separation in a long-period fiber grating pair", *Applied Optics*, Vol. 38, pp. 3450-3459, (1999).
12. Y. MA, "Caractéristique des profils d'indice des fibres optiques unimodales", *Maîtrise ès science appliquées*, Polytechnique de Montréal, (Novembre 1993).
13. T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra", *Journal of lightwave technology*, Vol. 15, pp. 1277, (1997).

ANNEXE I: PARAMÈTRES DES FIBRES UTILISÉES**Tableau 4.3: Paramètres de la SMF28 et de la fibre photosensible.**

Fibre	Rayon du cœur μm	Rayon de la gaine μm	Saut d'indice entre le cœur et la gaine δn $\times 10^{-3}$
SMF28	4,5	62,5	4,5
Photosensible	4,5	62,5	5,8

ANNEXE II: EXPLICATION DU MONTAGE

- **Schéma du montage.**



- **Laser au CO₂:** Un laser au CO₂ de la compagnie MPB, d'une puissance de 20 W à la longueur d'onde de 10,6 μm. Ce laser possède un faisceau elliptique de forme gaussienne, avec le grand axe selon la verticale, $y = 6,534$ mm, et le petit axe à l'horizontale, $x = 2,830$ mm.
- **L'obturateur électrique:** L'obturateur électrique situé tout juste à la sortie du laser au CO₂, est utilisé comme protection afin de couper le faisceau dans le circuit optique.

- **Laser HeNe:** Le laser HeNe à la longueur d'onde de 632,8 nm est aligné sur le CO₂ et sert de guide dans l'alignement de l'optique.
- **Lentilles cylindriques 1 et 2:** La première lentille cylindrique de focale de 60 cm permet de diminuer l'axe y du faisceau laser à 1,239 mm. Tandis que la deuxième lentille cylindrique de focale de 4 cm diminue l'axe des x du laser à 286 μm.
- **Lame demi onde:** La lame demi onde permet de changer l'intensité des polarisation x et y du faisceau laser.
- **Polariseur:** Le polariseur en réflexion sépare les polarisations, permettant ainsi un contrôle sur la puissance du faisceau arrivant sur la fibre.
- **Obturateur électronique 2:** L'obturateur électronique de haute précision permet le contrôle des impulsions du faisceau laser.
- **Porte fibre:** Deux porte-fibre avec aspiration permettent de tenir la fibre de part et d'autre du faisceau laser.
- **Moteur:** Un moteur supportant les porte-fibres permet un déplacement précis au micron.
- **Analyseur de spectre:** L'acquisition de la transmission en longueur d'onde des réseaux est réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre. HP 86142A.
- **Système de contrôle:** Un ordinateur avec un programme réalisé avec le logiciel Labview, contrôle l'obturateur électronique 2, le moteur et les différents paramètres de fabrications des réseaux.

- **Source laser:** Une source laser à erbium permet de caractériser avec une plus grande précision les composants en longueur d'onde, aux alentours de 1550 nm.
- **Source led:** Une led à 1300 nm et une autre à 1550 nm, couplées en longueur d'onde, permettent d'avoir une source large afin de caractériser les composants en longueur d'onde sur une plage de 1200 à 1700 nm.

ANNEXE III: CALCUL DU FAISCEAU GAUSSIEN

Propagation du faisceau gaussien au travers du système optique.

On présente ici les calculs de la dimension des points focaux, de la profondeur de champ et des densités de puissances pour les lentilles cylindriques et sphériques.

- Le diamètre du point focal se calcule par la relation suivante.

$$d_f = \frac{4\lambda}{\pi d_l} f \quad (\text{III.1})$$

f : distance focale de la lentille.

d_l : diamètre du faisceau laser.

λ : longueur d'onde du laser au CO₂. (10,6 μm)

d_f : diamètre du point focal de la lentille.

- La profondeur de champ.

$$Z = \frac{8\lambda}{\pi d_l^2} f^2 \quad (\text{III.2})$$

- Les paramètres du laser au CO₂.

Faisceau elliptique. Diamètre du grand axe = 6,534 mm

Diamètre du petit axe = 2,830 mm

Surface de l'ellipse = 58,09 mm²

Tableau 4.4: Les paramètres des lentilles

Lentille	Focal cm	“waist” en x (diamètre) μm	Prof.de champ x mm	“waist” en y (diamètre) μm	Prof. de champ y mm	ρ W/cm ²
Cylindrique 1	6	286,14	12,13			349,04
Cylindrique 2	4	190,76	5,39			538,56
Cylindrique 3	60			1239,33	227,61	36,30
Sphérique 1	10,16	484,53	34,79	209,86	6,53	1252,15
Sphérique 2	5,08	240,84	8,60	104,31	1,61	5068,28

- ρ est la densité de puissance calculé pour 1 W. La densité de puissance des lentilles cylindriques 1 et 2 tient compte de la lentille cylindrique 3 placée avant.

ANNEXE IV: PROGRAMME DE SIMULATION

Le programme de simulation théorique a été réalisé dans le cadre du doctorat de Xavier Daxhelet.

- Ce programme résout les équations différentielles des amplitudes des modes avec la méthode numérique de Runge Kutta 4.
- Les perturbations du saut d'indice sont simulées par une courbe sinusoïdale.
- Une interface permet d'ajuster les différents paramètres du réseaux comme: le pas, le nombre de pas, le saut d'indice δn et les modes de couplage que l'on veut faire coupler avec LP_{01} .
- Une autre interface permet d'ajuster les paramètres de la fibre voulus comme: le rayon du coeur, le rayon de la gaine, l'indice de la gaine et le saut d'indice entre la gaine et le coeur.
- D'autres paramètres peuvent aussi être ajustés afin de faire des simulations en faisant varier la température.

ANNEXE V: CALCUL DE PDL

La méthode de Mueller / Stokes permet de connaître complètement la puissance et l'état de polarisation d'une onde optique en connaissant seulement ce que l'on appelle le vecteur de Stokes; $S = (S_0, S_1, S_2, S_3)$. Les éléments du vecteur sont les puissances mesurées de trois différentes polarisations; S_0 représente l'intensité totale, S_1 représente l'intensité d'une polarisation linéaire horizontale ou verticale, S_2 représente l'intensité d'une polarisation linéaire de 45° et S_3 représente l'intensité d'une polarisation circulaire.

Le tableau 17 résume la signification des composantes du vecteur.

Tableau 4.5: Signification des composantes du vecteur de Stokes.

Vecteurs	Polarisation	< 0	> 0
S_1	Linéaire	Verticale	Horizontale
S_2	Linéaire	-45°	45°
S_3	Circulaire	Gauche	Droite

Pour une lumière complètement polarisée on a:

$$SO_{in}^2 = S1_{in}^2 + S2_{in}^2 + S3_{in}^2 \quad (V.1)$$

On peut aussi écrire l'équation (V.1) de la manière suivante:

$$\left(\frac{S1_{in}}{SO_{in}}\right)^2 + \left(\frac{S2_{in}}{SO_{in}}\right)^2 + \left(\frac{S3_{in}}{SO_{in}}\right)^2 = 1 \quad (V.2)$$

Pour une onde incidente caractérisée par un vecteur de Stokes (S_{in}) et une onde sortant d'un composant optique (S_{out}), il est possible de caractériser l'interaction de cette onde polarisée traversant ce composant avec une matrice réelle 4×4 de Muller (M).



$$S_{out} = M \cdot S_{in} \quad (V.3)$$

L'équation (V.3) représente 4 équations linéaires, mais pour calculer la PDL on a besoin seulement de connaître les quatre premiers termes m_{1k} avec k égale 1 à 4 de la première équation.

$$SO_{out} = m_{11}S0_{in} + m_{12}S1_{in} + m_{13}S2_{in} + m_{14}S3_{in} \quad (V.4)$$

Pour ce faire, on injecte dans le composant quatre différentes états de polarisation connus, ayant la même puissance d'entrée, et l'on mesure la puissance de sortie. Le tableau 18 présente ces quatre différentes polarisations et les expressions des puissances de sorties.

Tableau 4.6: Les quatre polarisations injectées dans le composant afin de déterminer les éléments de matrices m_{11} à m_{14} .

Etats de polarisation	Vecteurs d'entrée de Stokes	Puissances de sorties
Linéaire horizontale	$S_{in, 1} = (P_a, P_a, 0, 0)$	$P_1 = m_{11} P_a + m_{12} P_b$
Linéaire verticale	$S_{in, 2} = (P_b, -P_b, 0, 0)$	$P_2 = m_{11} P_b - m_{12} P_a$
Linéaire diagonal	$S_{in, 3} = (P_c, 0, P_c, 0)$	$P_3 = m_{11} P_c + m_{13} P_d$
Circulaire droit	$S_{in, 4} = (P_d, 0, 0, P_d)$	$P_4 = m_{11} P_d + m_{14} P_a$

* P_1 à P_4 représentent les puissances de sortie et P_a à P_d représentent les puissances d'entrée.

On résout maintenant les équations P_1 à P_4 pour m_{11} à m_{14} et on obtient:

$$\begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ m_{13} \\ m_{14} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{P_1}{P_a} + \frac{P_2}{P_b} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{P_1}{P_a} - \frac{P_2}{P_b} \right) \\ \frac{P_3}{P_c} - m_{11} \\ \frac{P_4}{P_b} - m_{11} \end{bmatrix} \quad (V.5)$$

La puissance transmise au travers le composant est définie comme étant:

$$T = \frac{SO_{out}}{SO_{in}} \quad (V.6)$$

À l'aide de l'équation (v.4), la transmission devient:

$$T = \frac{m_{11}S0_{in} + m_{12}S1_{in} + m_{13}S2_{in} + m_{14}S3_{in}}{SO_{in}}$$

$$T = m_{11} + m_{12} \frac{S1_{in}}{SO_{in}} + m_{13} \frac{S2_{in}}{SO_{in}} + m_{14} \frac{S3_{in}}{SO_{in}} \quad (V.7)$$

Afin de pouvoir déterminer la PDL, on doit trouver la transmission maximale et minimale que l'on peut avoir de l'équation (V.7) à l'aide de la méthode des facteurs multiplicateurs de Lagrange, λ . La méthode stipule que le minimum local et le maximum local d'une fonction $f(x,y,z)$ soumis à une contrainte $g(x,y,z)$ sont donnés par la solution des x, y, z et λ qui satisfont simultanément l'équation (V.8).

$$\nabla f = \lambda \nabla g \quad (V.8)$$

On peut réécrire l'équation (V.7) et notre contrainte (V.2) de la forme suivante:

$$T = m_{11} + m_{12}x_1 + m_{13}x_2 + m_{14}x_3 \quad (V.9)$$

$$g = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - 1 = 0 \quad (\text{V.10})$$

Avec x_1 , x_2 et x_3 définie comme étant:

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{S1_{in}}{SO_{in}} \\ x_2 &= \frac{S2_{in}}{SO_{in}} \\ x_3 &= \frac{S3_{in}}{SO_{in}} \end{aligned} \quad (\text{V.11})$$

En développant l'équation (V.8), on obtient trois équations différentielles.

$$\frac{dT}{dx_1} + \lambda \frac{dg}{dx_1} = m_{12} + 2\lambda x_1 = 0 \quad (\text{V.12})$$

$$\frac{dT}{dx_2} + \lambda \frac{dg}{dx_2} = m_{13} + 2\lambda x_2 = 0 \quad (\text{V.13})$$

$$\frac{dT}{dx_3} + \lambda \frac{dg}{dx_3} = m_{14} + 2\lambda x_3 = 0 \quad (\text{V.14})$$

À l'aide de l'équation (V.10) et des équations différentielles, on a quatre équations et quatre inconnues, x_1 , x_2 , x_3 et λ . Il est maintenant facile de résoudre ce système d'équation.

$$x_1 = -\frac{m_{12}}{2\lambda}, \quad x_2 = -\frac{m_{13}}{2\lambda}, \quad x_3 = -\frac{m_{14}}{2\lambda} \quad (\text{V.15})$$

$$2\lambda = \pm \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2} \quad (\text{V.16})$$

On réinsère ces résultats dans l'équation (V.9) et on obtient la transmission minimale et maximale.

$$T = m_{11} \pm \sqrt{m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{14}^2} \quad (\text{V.17})$$

On obtient la PDL avec l'expression suivante:

$$PDL = 10 \log \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) \quad (\text{V.18})$$