

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université de Batna
Faculté des Sciences de l'ingénieur
Département d'Electronique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du Diplôme de
MAGISTER EN ELECTRONIQUE

OPTION : Micro-ondes

Par

BERKANE DYA

Thème

**Étude de la propagation optique dans une
structure de fibre optique en présence
de microdéformations périodiques**

Soutenu le :

Devant le jury composé de :

Malek BENSLAMA	Professeur	Université de Constantine	Président
Djamel BENATIA	Professeur	Université de Batna	Rapporteur
Yassine BOUSLIMANI	Professeur agrégé	Université de Moncton (Canada)	Co-rapporteur
Moussa BENYOUCEF	Maître de Conférences	Université de Batna	Examineur
Tarek FORTAKI	Maître de Conférences	Université de Batna	Examineur
Nabil BENNOUDJIT	Maître de Conférences	Université de Batna	Examineur

*Ce travail de recherche r entre dans le cadre d'une collaboration entre
l'Université de Batna et l'Université de Moncton (Canada)*

Titre du projet

Étude de la propagation optique dans une Structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques

Résumé

La gravure de réseaux de Bragg sur fibre optique standard monomode grâce au laser ainsi que les différents phénomènes résultant de ce type de manipulation est une chose connue et établie sous différents aspects, elle l'est moins quand à l'utilisation d'un arc électrique et les différentes perturbations engendrées par ce type de stimulus sur une fibre optique standard. L'objectif de ce travail et des différentes expérimentations et essais pratiques était initialement la réalisation de réseaux de Bragg sur fibres optiques monomodes standards et PCF avec une soudeuse de fibres de type (FITEL S175). Cette réalisation est effectuée grâce à une interface « Client/Serveur » qui a été élaborée et testée avec succès en utilisant la communication à distance à travers Internet. Notre objectif a été élargi par la suite afin de pouvoir effectuer une étude globale sur la propagation optique dans des fibres optiques en présence de microdéformations périodiques. Cette étude à la fois théorique et expérimentale nous a permis d'avoir une meilleure compréhension des différents stimuli extérieurs appliqués à la fibre (arc électrique, temps d'exposition à l'arc, puissance de l'arc, et autres...) et leur incidence phénoménologique sur la fibre ainsi que la réaction de cette dernière aux différents changements d'environnement, les possibles interactions entre ces différents phénomènes et leurs apports positifs ou négatifs à la réponse spectrale de la fibre en réflexion ainsi qu'en atténuation.

L'expérimentation de différents paramètres nous a permis aussi d'avoir une vision plus générale sur la réaction de la fibre optique à des efforts, tels que l'arc électrique, le chauffage ou l'étirement, sans permettre une totale prévisibilité de la réaction de cette dernière, elle permet l'affinement des paramètres de travail et une plus ample appréciation des limites des stimuli applicables.

Mots clés: réseaux de Bragg, arc électrique, étirement, fibre monomode, fibre PCF.

Title of the Project

Study of the optical propagation in an optical fiber structure in the presence of periodic micro-deformations

Abstract

The writing of Bragg gratings on a standard single mode fiber using a laser beam as well as the different phenomena resulting from this type of handling are well known and established under various aspects. The use of an electric arc and micro-deformations on a standard optical fiber is less known. The main goal of this research work and the different experimentations was at first the writing of Bragg gratings on single mode fibers and on the PCF fibers using the *Fitel S175* Fusion Fiber Splicer machine. This fabrication is accomplished using a software based on the «client/sever» architecture that has been performed and tested successfully using a long distance communication through Internet. The objective of this work was adapted to include a full study of the optical propagation in fibers under periodic micro-deformations. These theoretical and experimental studies have allowed a better comprehension of the different external excitations applied to the fiber (electric arc, exposition time to the arc, arc power, and others...) and their effects on the fiber as well as the effect of various environmental conditions on the wavelength rejection / attenuation in the optical signal output.

The obtained experimental results using different parameters, has allowed to have a good understanding of the effects on the fiber of the electric arc, of the heating or of the fiber elongation.

Key words: Bragg gratings, electric arc, stretching, single mode fiber, PCF fiber.

Remerciments

Ce travail a été rendu possible grâce à la collaboration entre la faculté de génie électrique de l'Université de Moncton (Canada) et la faculté des sciences de l'ingénieur, département d'électronique de l'Université de Batna.

Je tiens donc à remercier et à témoigner ma gratitude à tous ceux qui m'ont apporté leur contribution pour la réalisation de ce mémoire. Je donnerai une place particulière:

- ✓ Au Docteur **Yassine Bouslimani**, professeur agrégé à l'Université de Moncton, et au Professeur **Djamel Benatia** de l'Université de Batna, qui en ont été les pionniers et l'ont rendue possible, grâce à leur aide précieuse, leurs conseils et leur soutien permanent.
- ✓ A monsieur le président et à messieurs les membres du jury, pour l'honneur qu'ils m'ont fait, en acceptant d'évaluer mon travail.

Glossaire :

\hat{N}	Opérateur de non- linéarité dans la méthode SSM
\hat{D}	Opérateur de linéarité de la méthode SSM
A_{eff}	Aire effective du noyau d'une fibre optique
BER	Bit- Error Rate
BPM	Beam Propagation Methods
c	Célérité de la lumière dans le vide ($c= 200\ 0000\ \text{km/s}$)
C_{jk}	Coefficient de couplage entre deux mode j et k .
D	Paramètre de dispersion
DCF	Dispersion- compensation Fiber
DFB	Distributed Feedback
DGD	Differential Group Delay
DSF	Dispersion- Shifted Fiber
DWDM	Dense- Wavelength Division Multiplexing
EDFA	Erbium- Doped Fiber Amplifier
FBG	Fiber Bragg grating
FSK	Frequency Shift Keying
G 652	Norme de l'ITU
G 653	Norme de l'ITU
ITU	International Telecommunications Union
L	longueur de la fibre propagée
L_D	Longueur de dispersion
L_{NL}	Longueur de non- linéarité
LPFG	Long- Period Fiber Grating
n	indice de réfraction dans un milieu quelconque
n_{eff}	Indice de réfraction effectif
n_{NL}	indice de réfraction non- linéaire
OADD	Optical Add/ Drop Demultiplexer
OADM	Optical Add/ Drop Multiplexer
OOK	On-Off Keying
OXC	Optical Cross- Connect
P	puissance de l'onde incidente émise dans la fibre à $z=0$

P_0	Puissance maximale
PMD	Polarization Mode Dispersion
PSK	Phase- Shift Keying
PSP	Principal States of Polarization
SDH	Synchronuous Digital Hierarchy
SMF	Single- Mode Fiber
SONET	Synchronuous Optical networks
SPM	Self- phase modulation
UDWDM	Ultra- Dense- Wavelength Multiplexing
V	fréquence normalisée
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross- phase modulation
α	coefficient d'atténuation en puissance par unité de longueur de fibre
β	Constante de propagation
β_i	Dérivée d'ordre i de la constante de propagation β par rapport à ω
γ	Paramètre de non- linéarité
ε	permittivité du matériau
Λ	Pas d'un réseau de Bragg ou interstice entre les trous d'une fibre air- silice
λ	longueur d'onde dans un milieu (en nm)
μ	perméabilité du matériau
σ	conductivité par unité de longueur
$\chi^{(i)}$	susceptibilité d'ordre i, responsable des effets non- linéaires dans la fibre

Annexe A :

1. Effet Kerr

Biréfringence électrique. Un diélectrique, solide, liquide ou gaz, transparent, optiquement isotrope, devient biréfringent lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Ce phénomène de biréfringence provoquée, découvert par Kerr (en 1875), est connu sous le nom d'effet Kerr. Le diélectrique soumis au champ E devient optiquement équivalent à un cristal biréfringent uniaxe, dont l'axe serait parallèle à E . La différence de ses indices principaux, extraordinaire n_e , et ordinaire n_o , est proportionnelle au carré du champ : $n_e - n_o = K\lambda E^2$. λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée, K la constante de Kerr du corps étudié, pour la lumière utilisée. Exemple : la constante K du nitrobenzène liquide pour la lumière jaune du sodium vaut environ $+ 3.10^{-12}$ (λ en mètre, E en V/m).

On a pu montrer que l'effet Kerr est dû à un effet d'orientation des molécules du corps par le champ électrique.

Ce phénomène présente une particularité remarquable. Il s'établit et disparaît en des temps très brefs (de l'ordre de 10^{-10} s). Si une cellule de Kerr reçoit un faisceau de lumière d'intensité constante, l'intensité de la lumière émergente suit fidèlement les modulations du champ électrique, même si ces modulations sont très rapides. Ce fait est mis à profit par exemple pour enregistrer le son des films sonores.

2. Effet Raman

Le spectre de la lumière diffusée, par certaines substances, le benzène par exemple, sous l'effet d'une radiation excitatrice monochromatique, comprend la radiation excitatrice (effet Rayleigh) accompagnée par un certain nombre de radiations satellites dont les fréquences se répartissent symétriquement de part et d'autre de la fréquence excitatrice N :

... $N_3 N_2 N_1 N N_1' N_2' N_3'$...

Ce type de diffusion est appelée **effet Raman**, du nom du physicien qui l'a découvert expérimentalement (en 1928).

Les radiations dont les fréquences sont inférieures à N , dénommées anciennement radiations négatives, sont appelées aujourd'hui **radiations Stokes**, car elles obéissent à la loi de Stokes, celles dont les fréquences sont supérieures à N , les anciennes radiations positives, sont aujourd'hui dénommées radiations **anti-Stokes**.

L'effet Raman obéit à une loi expérimentale remarquable et simple : les différences entre les fréquences de chacune des radiations satellites et celle de la radiation excitatrice dépendent uniquement de la substance diffusante, et nullement de la fréquence excitatrice. L'ensemble de ces différences de fréquence $n_1, n_2, n_3 \dots$ ($n_1 = N - N_1 = N_1' - N$; $n_2 = N - N_2 = N_2' - N$, etc.) est appelé spectre Raman de la substance envisagée .

L'explication du phénomène fut d'abord demandée à l'électromagnétisme classique. Malgré quelques succès, cette tentative aboutit à un échec, car elle s'est révélée incapable d'expliquer un deuxième résultat expérimental bien établi : l'intensité des radiations Stokes est toujours très nettement supérieure à celle des radiations anti-Stokes. Une explication plus complète a été obtenue en faisant appel à la physique quantique. Voir figure. On peut y voir que chaque fréquence Raman n représente , à la constante de Planck h près , la différence d'énergie entre l'état fondamental et chacun des états excités de la molécule étudiée . Concurrément avec l'étude de leur spectre d'absorption, l'étude de leur spectre Raman donne d'utiles indications sur la structure des molécules.

Selon la théorie quantique, le phénomène résulte de chocs individuels entre photon excitateur et molécule.

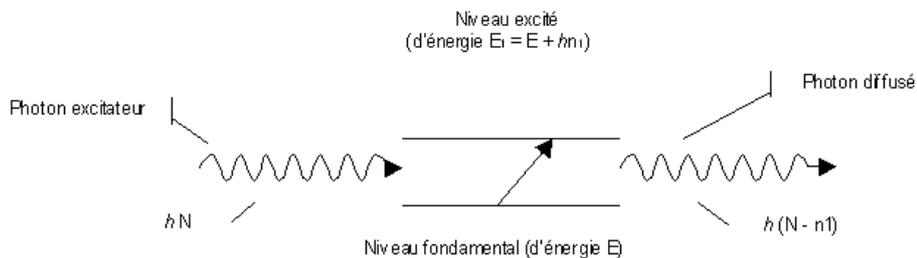


Figure a : Radiation Stokes. La molécule absorbe l'énergie perdue par le photon

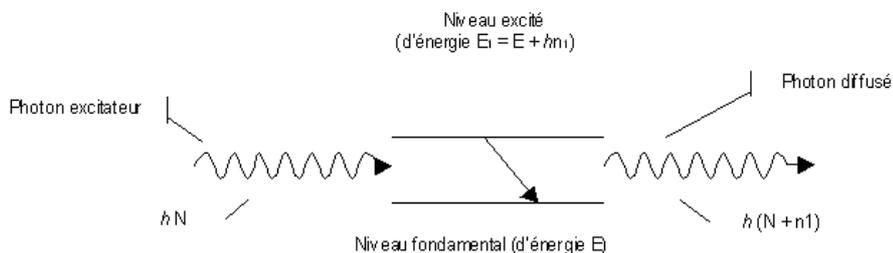


Figure b : Radiations anti-Stokes. La molécule cède de l'énergie au photon

Annexe B :

Rappel sur les fonctions et les équations de BESSEL

L'astronome allemand F. W. BESSEL (1784-1846) est connu pour ses travaux sur les équations différentielles qui portent son nom et sur la première étude systématique des solutions générales de cette équation (solutions appelées Fonctions de Bessel). Les fonctions de Bessel sont associées à des problèmes possédant une symétrie cylindrique ou sphérique. Elles interviennent par exemple dans l'étude des vibrations d'une membrane circulaire, dans la propagation de la lumière dans une fibre optique cylindrique, dans la distribution de la température dans un cylindre circulaire et dans d'autres domaines de l'ingénierie et de la physique. C'est pour cette raison qu'elles sont également appelées 'Fonctions cylindriques'.

1. Fonctions de BESSEL

L'équation différentielle linéaire de second ordre $x^2 y'' + xy' + (x^2 - \nu^2)y = 0$ (1)

Où $y=f(x)$ et ν un réel positif est dite Équation Différentielle de BESSEL d'ordre ν .

Une solution de cette équation est la fonction dite de BESSEL de première espèce et d'ordre ν générée de la manière suivante :

$$J_\nu(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k+\nu}}{k! \Gamma(k+\nu+1)} \quad (2)$$

Dans le cas où ν est un entier naturel, la fonction de BESSEL devient :

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k+n}}{k!(k+n)!} \quad (3)$$

et dans ce cas, il est aisé d'admettre que $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$ pour $n=0,1,2,\dots$

Nous avons admis précédemment que la fonction $J_\nu(x)$ est une solution de l'équation de BESSEL. Il en est de même pour la fonction $J_{-\nu}(x)$ et pour toute combinaison linéaire de ces deux fonctions (sauf dans le cas où ν est un entier et dans ce cas, les fonctions $J_\nu(x)$ et $J_{-\nu}(x)$ ne sont pas linéairement indépendantes car $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$). Il est donc défini une fonction $Y_\nu(x)$ dite Fonction de BESSEL de deuxième espèce d'ordre ν telle que :

$$Y_\nu(x) = \frac{\cos(\nu\pi)J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\nu\pi)} \quad (4)$$

2. Formules de récurrence

On a :

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dx} [x^\nu J_\nu(x)] &= \frac{d}{dx} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x)^{2k+2\nu}}{2^{2k+\nu} k! \Gamma(k+\nu+1)} \\
&= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k * 2(k+\nu)(x)^{2k+2\nu-1}}{2^{2k+\nu} k! \Gamma(k+\nu+1)} \\
&= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x)^{2k+2\nu-1}}{2^{2k+\nu-1} k! \Gamma(k+\nu)} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^\nu (-1)^k (x/2)^{2k+(\nu-1)}}{k! \Gamma(k+(\nu-1)+1)}
\end{aligned}$$

$$\text{Soit : } \frac{d}{dx} [x^\nu J_\nu(x)] = x^\nu J_{\nu-1}(x) \quad (5)$$

De façon similaire, on peut déduire :

$$\frac{d}{dx} [x^{-\nu} J_\nu(x)] = -x^{-\nu} J_{\nu+1}(x) \quad (6)$$

Si l'on effectue la dérivation du membre de gauche de chacune des deux équations (5) et (6), on peut écrire que :

$$J'_\nu(x) + \frac{\nu}{x} J_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) \quad \text{et} \quad J'_\nu(x) - \frac{\nu}{x} J_\nu(x) = -J_{\nu+1}(x)$$

Soit la relation :

$$2J'_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) - J_{\nu+1}(x) \quad (7)$$

$$\text{et } \frac{2\nu}{x} J_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) + J_{\nu+1}(x) \quad (8)$$

De même on démontre et nous admettrons que :

$$\frac{d}{dx} [J_\nu(kx)] = \frac{\nu}{x} J_\nu(kx) - kJ_{\nu+1}(kx) \quad (9)$$

$$\text{et } \frac{d}{dk} [J_\nu(kx)] = \frac{\nu}{k} J_\nu(kx) - xJ_{\nu+1}(kx) \quad (10)$$

La fonction de Bessel de deuxième espèce $Y_\nu(x)$ satisfait pleinement aux équations de récurrence précédemment établies pour la fonction $J_\nu(x)$.

3. Solution générale de l'équation différentielle de Bessel

On démontre et nous admettrons que la solution générale de l'équation de BESSEL est de la forme :

$$y(x) = AJ_\nu(x) + BY_\nu(x) \quad (11)$$

où A et B sont des constantes réelles et $J_\nu(x)$ et $Y_\nu(x)$ sont respectivement les fonctions de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre ν .

4. Équation différentielle modifiée de BESSEL

L'équation différentielle linéaire de second ordre $x^2 y'' + xy' - (x^2 + \nu^2)y = 0$ (12)

où $y=f(x)$ et ν un réel positif est dite Équation Différentielle Modifiée de BESSEL d'ordre ν .

La solution générale de cette équation est construite de la manière suivante :

$$y(x) = C_1 J_\nu(ix) + C_2 Y_\nu(ix)$$

On définit alors la fonction de BESSEL modifiée de première espèce et d'ordre ν par :

$$I_\nu(x) = i^{-\nu} J_\nu(ix) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(x/2)^{2k+\nu}}{k! \Gamma(k+\nu+1)} \quad (13)$$

$$\text{Mêmeement, la fonction : } K_\nu(x) = \frac{\pi}{2} * \frac{I_{-\nu}(x) - J_\nu(x)}{\sin(\nu\pi)} \quad (14)$$

est dite de BESSEL modifiée de deuxième espèce et d'ordre ν .

On démontre et nous admettrons que la solution générale de l'équation différentielle modifiée de BESSEL est de la forme :

$$y(x) = AI_\nu(x) + BK_\nu(x) \quad (15)$$

où A et B sont des constantes réelles et $I_\nu(x)$ et $K_\nu(x)$ sont respectivement les fonctions modifiées de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre ν .

Bibliographie :

- [1] Y.Bouslimani, H.Hamam, O.Latry and M.Ketata : “Handy technique to produce optical fiber components”, fiber components, International Conference on Applications Photonic Technology, p. 246-249, Montréal, 2003.
- [2] Le dossier du Ministère de l'Industrie_France : “ [Étude générique sur les technologies optoélectroniques](#) : La fibre optique, une technologie de pointe”.
<http://www.telecom.gouv.fr/>
- [3] Un article de Wikipédia, l'encyclopédie libre; <http://www.wikipedia.fr>
- [4] Epita, P.Morice, Alcatel; <http://www.roussel.org/>
- [5] Cours sur la fibre optique, Mr Gérald Brun : maître de conférence à l'Université Jean Monnet, Saint-Etienne : <http://www.univ-st-etienne.fr/>.
- [6] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle encyclopédie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [7] Agrawal, G.P.: ”Applications of nonlinear fiber Optics”, Academic Press, San Diego, CA. (2001).
- [8] Buck, John A.: “Fundamentals of Optical Fibers”, 2nd edition, John Wiley and sons, Inc (Buck, 1995).
- [9] Chertkov, M. et al. : ”Periodic compensation of polarization mode dispersion”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 21, No. 3, pp 486- 498, 2004.
- [10] Glass, A. : ”Research issues in next generation photonic network physical layer”, Philosophical Transactions of the Royal Society, Vol. A358, N1773, pp 2159-2358, 2000.
- [11] Möller, L. et al. : “ISI mitigation using decision feedback loop demonstrated with PMD distorted 10 Gbit/s signals”, IEE Electronics Letters, Vol. 35, N4, pp 2092–2093, 1999.
- [12] [S. Lacroix](#), cours sur les fibres optiques, Polytechnique (Montréal) :
<http://opt-fibres.phys.polymtl.ca/>
- [13] Sylvestre Thibaut : ”Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques”, Thèse de Doctorat, Université de Franche- Comté, 1999.

- [14] René Parfait : "Les réseaux de télécommunications", Lavoisier, Paris , Hermes Science Publications, pp 248–253, 2002.
- [15] Laude, J.- P. DWDM : “ fundamentals, components and applications”, Artech House, Norwood, MA, ISBN 1- 58053- 177- 6, 2002.
- [16] M^{ed}. Apithy, Thèse de Maîtrise : " Contribution à l'étude de la propagation dans des composants passifs à fibres optiques", EMAT, Août 2004.
- [17] Bjarklev, A. et al. "Photonic crystal fibres", Kluwer Academic Publishers (2003).
- [18] Koester, C. J.; Snitzer, E. A. "Amplification in a fiber laser", Applied Optics, Vol. 3, N10, pp1182, 1964.
- [19] Ohishi, Y.; Mori, A.; Yamada, M.; Ono, H.; Nishida, Y. et Oikawa, K. Gain "characteristics of telluride-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 μm broadband amplification", Optics Letters, Vol. 23, N4, pp 274–276, 1998.
- [20] Yamada, M.; Shimizu, M.; Yoshinaga, H.; Kikushima, K.; Kanamori, T.; Ohishi, Y.; Oikawa, K. et Sudo, S. "Low noise Pr³⁺-doped fluoride fiber amplifier", IEE Electronics Letters, Vol. 31, N10, pp 806–807, 1995.
- [21] Agrawal, G.P. "Nonlinear fiber Optics", 3^e éd., Academic Press, San Diego, CA. 2001.
- [22] Kivshar, Y.; Agrawal, G.P. "Optical solitons: from fibers to photonic crystals", Academic Press, San Diego, CA. 2003.
- [23] B. Thomas, rapport de stage, "Réalisation des réseaux de Bragg sur fibre monmode standard", ENIB, 2005.
- [24] Hill, K.; Meltz, G. "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview". Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, N. 8, pp 1263–1276, 1997.
- [25] A.M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J.E. Sipe: “Long-period fiber gratings as band-rejection filters” in Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, No. 1, January 1996.
- [26] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn: “Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method” in Opt. Letters, Vol. 14, No. 15, 1989.
- [27] S. T. Oh, W. T. Han, U. C. Paek, and Y. Chung: “Reduction of birefringence and polarization dependent loss of long-period fiber gratings fabricated with a KrF excimer laser” in Opt. Express, Vol. 11, No. 23, 17 November 2003.
- [28] Y.G Han, S.B Lee, C.S Kim, J.U Kang, U.C Paek and Y Chung: “Simultaneous measurement of temperature and strain using dual long-period fiber gratings with

- controlled temperature and strain sensitivities” in *Opt. Express*, Vol. 11, No. 5, 10 March 2003.
- [29] H. Kawano, H. Muentz, Y. Sato, J. Nishimae, and A. Sugitatsu: “Reduction of transmission spectrum shift of long-period fiber gratings by a UV-preexposure method” in *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 8, August 2001.
- [30] E.M. Dianov, D.S Strarodubov, S.A Vasiliev, A.A. Frolov and O.I. Medvedkov: “Near UV photosensitivity of germanosilicate glass: application for fiber grating fabrication”, **Année?**
- [31] K.P Chen, P.R Herman and R.Tam: “Fabrication of long-period fiber gratings with 157-nm F2 laser radiation” in *Optical Society of America*, 2001.
- [32] P.G. Kryukov, Yu.V. Larionov, A.A. Rybaltovskii, K.A. Zagorul’ko, A. Dragomir, D.N. Nikogosyan, A.A. Ruth : “Long-period fibre grating fabrication with femtosecond pulse radiation at different wavelengths” in *Microelectronic Engineering*, 2003.
- [33] M. Fujimaki, Y. Ohki, J. L. Brebner and S. Roorda: “Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation” in *Opt. Letters*, Vol. 25, No. 2, 15 January 2000.
- [34] C. Chung and H. Lee: “Wavelength characteristics of arc-induced long-period fiber grating by core and cladding modulation”, 2001.
- [35] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, S.G. Kosinski, S.C. Mettler and A.M. Vengsarkar: “Long-period fibre grating fabrication with CO₂ laser pulses” in *Electronics letters*, Vol. 34, No. 3, 5 February 1998.
- [36] Y. G. Han, H. S. Park, W. T. Han, B. H. Lee, U. C. Paek, Y. Chung and C. S. Kim: “Temperature stability and mechanical strength of long period fiber gratings fabricated with CO₂ laser”, **Année ?**
- [37] K. Morishita , and Y. Miyake: “Fabrication and resonance wavelengths of long-period gratings written in a pure-silica photonic crystal fiber by the glass structure change” in *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 2, February 2004.
- [38] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, Member, OSA, and V. Sulimov: “High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc” in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 10, October 2001.
- [39] M. Kim, D. Lee, Bum Il Hong and H. Chung: “Performance characteristics of Long-Period Fiber Gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge” in *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 40, No. 2, p. 369-373, February 2002.

- [40] O. Frazão, G. Rego, M. Lima, A. Teixeira, F. M. Araújo, P. André, J. F. da Rocha, H. M. Salgado: “EDFA Gain Flattening Using Long-Period Fibre Gratings Based on the Electric Arc Technique”, **Année ?**
- [41] C. Chung and H. Lee: “Wavelength characteristics of arc-induced long-period fiber grating by core and cladding modulation”, 2001.
- [42] K. Chen, Q. Sheng, and X. Dong: “Band rejection and bandpass filters based on mechanically induced long-period fiber gratings” in *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 42, No. 1, 5 July 2004.
- [43] J. H. Lim, K. S. Lee, J. C. Kim and B. H. Lee: “Tunable fiber gratings fabricated in photonic crystal fiber by use of mechanical pressure” in *Opt. Letters*, Vol. 29, No. 4, 15 February 2004.
- [44] B.J. Eggleton et al., "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers", *Opt. Lett.* Vol. 24, N° 21, pp 1460-1462, 1999.
- [45] Y. Jeong, B. Yang, B. Lee, H. S. Seo, S. Choi, and K. Oh: “Electrically controllable long-period liquid crystal fiber gratings” in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 5, May 2000.
- [46] J. Canning et al., "All-fibre photonic crystal distributed Bragg reflector fibre laser", *Opt. Express*, Vol. 11, N° 17, pp 1995-2000, 2003.
- [47] M.C. Phan Huy, G. Laffont, V. Dewynter-Marty et P. Ferdinand, P. Roy, J-M. Blondy et D. Pagnoux, B. Dussardier et W. Blanc, "Inscription de transducteurs à réseaux de Bragg dans des fibres microstructurés pour des applications en réfractométrie", **Année ?**
- [48] A.M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano and C. R. Davidson: “Long-period fiber-grating-based gain equalizers” in *Opt. Letters*, Vol. 21, No. 5, 1 March 2000.
- [49] A.S. Kurkov, M. Douay, O. Duhem, B. Leleu, J.F. Henninot, J.F. Bayon, K. Rivoallan: “Long-period fibre grating as a wavelength selective polarisation element” in *Electronics letters*, Vol. 33, No. 7, 27 March 1997.
- [50] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, J. B. Judkins, J. B. Stark, and A. M. Vengsarkar: “All-optical switching in long-period fiber gratings” in *Opt. Letters*, Vol. 22, No. 12, 15 June 1997.
- [51] A. Mehdi, rapport de thèse de doctorat, "Étude de l'excitation de la fibre de Bragg à bande interdite photonique par raccordement avec une fibre monomode standard", ENIT, 2003.

- [52] KJ. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, and J. H. Ng: "Design and Fabrication of Flat-Band Long-Period Grating" in IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 11, November 2003.
- [53] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar: "Optical fiber long-period grating sensors" in Opt. Letters, Vol. 21, No. 9, 1 May 1996.
- [54] C. C. Ye, S. W. James, and R. P. Tatam: "Simultaneous temperature and bend sensing with long-period fiber gratings" in Opt. Letters, Vol. 25, No. 14, 15 July 2000.
- [55] K.P. Dowker, Z.F. Ghassemlooy, A.K. Ray, F.J. O'Flaherty and P.S. Mangat: "Period dependent temperature and ambient index effects on long period fibre gratings" in Sensors and Their Applications XII, Sept 2003.
- [56] Cours sur la fibre optique de Mr Yassine Bouslimani, Université de Moncton, 2001
- [57] Y.Bouslimani, "Filtrage en longueur d'onde par fibre optique monomode". Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 1999.

Table des matières :

pages

Résumé / abstract :

Remerciements :

Liste des figures

Glossaire

Introduction générale

1. Problématique
2. Objectif du mémoire
3. Hypothèses du travail
4. Structure du mémoire

Chapitre I : Introduction aux systèmes de télécommunication optiques

Préface	5
I.1 Télécommunications par fibres optiques	6
I.1.1 Historique	6
I.1.2 Fibre optique	7
I.1.3 Fabrication des fibres	8
I.1.4 Différents types de fibres	9
I.1.5 Signal optique	
12	
I.1.5.1 Dispersion chromatique	
12	
I.1.5.2 Dispersion modale de polarisation (PMD)	
14	
I.1.5.3 Perte de puissance	
16	
I.1.5.4 Effets non- linéaires	
18	
I.2.5 Technologies environnantes	
20	
I.2.5.1 Multiplexage dans les communications optiques	
21	

a. Multiplexage temporel (TDM)	21
b. Multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing)	21
I.2.5.2 Réseaux optiques	23
I.2.5.3 Codage du signal	25
Conclusion	25

Chapitre II : Composants de fibres optiques

Préface

27

II.1 Voies de recherche pour les matériaux dans le domaine des fibres optiques

27

II.1.1 Verres de fluorures (VF)

27

II.1.1.1 Verres de fluoro-zirconate

28

II.1.1.2 Fibres BIG-Lu

28

II.1.2 Amplification optique

28

II.1.2.1 Amplificateurs à semi-conducteurs

28

II.1.2.2 Amplificateurs à fibre

29

a. Amplificateurs à fibre dopée

30

b. Amplificateurs non- linéaires

30

II.I.3 Amplification optique aux longueurs d'onde de Télécommunications

31

II.1.3.1 Amplification à 1,55 μm par l'erbium

31

II.1.3.2 Amplification à 1,3 μm par le néodyme

33

II.2 Transmission par solitons

33

II.3 Fibres à cristaux photoniques (PCF)

36

II.4 Réseau de Bragg

38

II.4.1 Historique

38

II.4.2 Réseaux de Bragg à pas court ou FBG

39

II.4.3 Réseaux de Bragg à long pas ou LPFG

41

II.4.3.1 Méthodes de fabrication et caractéristiques des LPFG

42

a. Fabrication par photo-inscription

42

b. Fabrication par procédé chimique

45

c. Fabrication par changement des propriétés microscopiques de la fibre

45

d. Fabrication par changement des propriétés macroscopiques de la fibre

48

e. Fabrication sur fibre nouvelle génération

50

II.4.3.2 Applications des LPFG	51
Conclusion	53

Chapitre III : Étude de la propagation dans les composants passifs à base de fibres optiques par l'approche modale

Préface

54

III.1 Propagation de la lumière dans une fibre optique

55

III.1.1 Équation d'Helmholtz:

55

III.1.2 Notion de mode

58

III.1.3 Hypothèse de gaine infinie

59

III.1.3.1 Expression des champs

60

III.1.3.2 Équation caractéristique

60

III.1.4 Hypothèse de gaine finie

61

III.1.4.1 Expression des champs

62

III.1.4.2 Équation caractéristique des modes de cœur pour une gaine finie

63

III.1.4.3 Équation caractéristique des modes de gaine pour une gaine finie

64

III.2 Notion d'indice effectif

66

III.3 Théorie des modes couplés

67

III.3.1 Théorie des modes locaux

68

III.3.2 Coefficient de couplage

68

Conclusion :

72

Chapitre VI : Réalisation des LPGFs

Préface

74

VI.1 Présentation du banc expérimental pour la fabrication des composants optiques par arc électrique

74

VI.1.1 Source lumineuse

76

VI.1.2 Moteur de déplacement

77

VI.1.3 Soudeuse de fibre Fitel S175

78

VI.1.4 Analyseur de spectre optique (OSA : Optical Spectrum Analyzer)

79

VI.1.5 Fibre optique

80

VI.1.6 Software

81

VI.2 Présentation du banc expérimental pour la fabrication de réseaux de Bragg au laser CO₂

82

VI.2.1 Le module de commande du laser

82

VI.2.2 Le laser CO₂

84

VI.3 Commande du banc optique par ordinateur

84

VI.4 Présentation du logiciel

84

VI.4.1 Automatisation des appareils

85

VI.4.2 Commande à distance

85

VI.4.3 Les fenêtres et programmes du logiciel

86

VI.4.3.1 Fenêtre de démarrage du logiciel client

86

VI.4.3.2 L'onglet *Connexion* du client

87

VI.4.3.3 L'onglet *Gravure* du client

87

a. Gravure sans étirement

88

b. Gravure avec étirement

88

c. Gravure avec plusieurs arcs

89

VI.4.3.4 L'onglet *chauffage* du client

90

VI.4.3.5 L'onglet *Vidéo & Messagerie instantanée* du client

90

VI.4.3.6 L'onglet *analyseur de spectre* du client

91

VI.4.4 Méthodologie

93

VI.5 Synthèse des résultats obtenus

94

VI.5.1 Fibre monomode standard

94

VI.5.1.1 Gravure a l'arc électrique

95

a. Gravure avec un seul arc électrique

95

➤ La reproductibilité

95

➤ Influence du temps d'exposition et la puissance de l'arc

97

➤ Influence du nombre de pas du réseau

101

➤ Influence de la période du réseau

102

➤ Influence de la température

103

b. Gravure avec plusieurs arcs électriques

105

VI.5.1.2 Gravure à l'arc électrique & l'étirement

107

a. Faible valeur d'étirement

108

b. Évolution d'une gravure avec les étirements

108

c. Importante valeur d'étirement

109

VI.5.2 : Fibre à cristaux photonique (PCF)

110

VI.5.2.1 Évolution d'un pic avec arcs multiples

111

a. Gravure avec un pas de 0.5mm

111

b. Gravure avec un pas de 0.4mm

114

c. Pas de 0.4mm et intensité de 3mA

117

Conclusion

118

Conclusion générale

Liste des tableaux :	pages
Chapitre VI :	
Tableau VI.1: Caractéristiques entrées-sorties du laser CO2	84
Tableau VI.2: Différents ports de communication	84

Liste des figures :

Chapitre I :

Fig.I.1 : Spectre électromagnétique	6
Fig.I.2 : Présentation d'une fibre optique	8
Fig.I.3 : Différents types de fibres optiques	9
a) Fibre monomode	9
b) Fibre multimodes à saut d'indice	9
c) Fibre multimodes à gradient d'indice	9
Fig.I.4 : Propagation de la lumière dans une fibre à saut d'indice	10
Fig.I.5 : Dispersion chromatique dans une fibre optique	12
Fig.I.6 : Variation de $dn^2/d\lambda^2$ pour une fibre de silice pure	13
Fig.I.7 : Dispersion modale de polarisation dans une fibre biréfringente	15
Fig.I.8: Fibres à maintien de polarisation	15
Fig.I.9 : Profil d'atténuation spectrale d'une fibre de silice	17

Fig.I.10 : Raccordement de fibres

18

Fig.I.11 : Différents pertes dans une fibre optique

18

Fig.I.12 : Principe du multiplexage

22

Chapitre II :

Fig.II.1 : Spectre de gains comparés d'amplificateurs optiques à fibre de silice et fluorée

32

Fig.II.2 : Fibre optique micro-structurée

37

Fig.II.3 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg classique (FBG)

40

Fig.II.4 : Effet de la température sur les réseaux de Bragg

40

Fig.II.5 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg à long pas (LPFG)

41

Fig.II.6 : Fabrication de LPFG par en utilisant un masque d'amplitude

43

Fig.II.7 : Alignement de la fibre avec le masque d'amplitude

45

Fig.II.8 : LPFG fabriqué par étirements successifs

47

Fig.II.9 : Banc de fabrication de LPFG par arcs électriques

47

Fig.II.10 : Fabrication de LPFG par pression externe

49

Fig.II.11 : Photographie du montage

50

Fig.II.12 : Illustration du principe des micro-déformations par chauffage

50

Fig.II.13 : Alignement des cristaux liquides sans et avec un champ électrique externe

51

Fig.II.14 : Spectre commercial d'un EDFA

52

Chapitre III :

Fig III.1 : Fibre optique à gaine infinie

59

Fig II.2 : Solutions de l'équation caractéristique dans le cas d'une gaine infinie

61

Fig III.3 : Fibre optique à gaine finie

62

Fig III.4 : Solutions de l'équation caractéristique des modes de cœur

65

Fig III.5 : Solutions de l'équation caractéristique des modes de gaine

65

Fig III.6 : Fibre à gaine finie : continuité des équations caractéristiques

66

Fig III.7 : Constantes de propagation des modes LP_{0m}.

67

Fig III.8 : Coefficients de couplage normalisés des modes LP_{0m}.

72

Chapitre VI :

Fig.VI.1 : Banc de fabrication des LPGFs

75

Fig.VI.2 : Schéma synoptique du banc expérimental

76

Fig.VI.3 : Les moteurs nano-métriques disposés sur le banc

77

Fig.VI.4 : Moteur et étage de translation

77

Fig.VI.5 : Contrôleur des moteurs

78

Fig.VI.6 : Soudeuse de fibres optiques Fitels175

78

Fig.VI.7 : Menu de la soudeuse

79

Fig.VI.8 : Photographie des deux modules constituant l'analyseur de spectre optique	
	80
Fig.VI.9 : Matériel de réalisation du montage	
	81
Fig.VI.10 : Concept de la commande à distance	
	81
Fig.VI.11 : Contrôleur de puissance du laser	
	82
Fig.VI.12 : Générateur de fonction hp33120A	
	83
Fig.VI.13 : Matériel nécessaire pour la commande externe du laser CO ₂	
	83
Fig.VI.14 : Laser CO ₂ de puissance	
	84
Fig.VI.15 : Fenêtre pour la saisie de l'adresse IP du serveur	
	86
Fig.VI.16 : Onglet <i>Connexion</i> du logiciel client	
	87
Fig.VI.17 : Onglet <i>Gravure</i> : avec étirement	
	89
Fig.VI.18 : L'onglet <i>Vidéo et Messagerie instantanée</i> du client	
	91
Fig.VI.19 : l'onglet de <i>l'analyseur de spectre</i> du client	
	92
Fig.VI.20 : État spectral initial du signal	
	94
Fig.IV. 21 : Reproductibilité des résultats de gravure des LPFG	
	96
Fig.IV. 22 : Spectres de transmission de la même fibre monomode standard juste après deux clivages différents (a) et (b)	
	96
Fig.IV.23 : Influence de la puissance de l'arc	
	98

Fig.IV.24 : Conséquence de l'augmentation sans cesse de la puissance de l'arc (10 pas de puissance 20mA, 0.5 de pas de réseau et 350ms de temps d'exposition à l'arc)

98

Fig.IV.25 : Influence du temps d'exposition à l'arc

99

Fig.IV.26 : Conséquence de l'augmentation sans cesse du temps d'exposition à l'arc (10 pas de puissance 8mA, 0.5 de pas de réseau et 400ms de temps d'exposition à l'arc)

100

Fig.VI.27 : Réponse spectrale après huit gravures

101

Fig.VI.28 : Réponse spectrale après dix gravures

102

Fig.VI.29 : Réponse spectrale après onze gravures

102

Fig.VI.30 : Schéma d'une fibre soumise aux arcs électriques. D est la distance de translation et d la distance réelle séparant 2 pas du réseau et : $D > d$

103

Fig.VI.31 : Spectres de transmissions d'un LPFG soumis à une température de 230°C après 1 min puis 3 min de chauffage.

104

Fig.VI.32 : Spectres de transmissions d'un LPFG soumis à différentes températures

105

Fig.VI.33 : Glissement du spectre en fonction de la température

105

Fig.VI.34 : Temps de 20ms, intensité 8mA, pas de 0.5mm, 50 arcs/pas

106

Fig.VI.35 : Temps de 35ms, intensité 8.1mA, pas de 0.5mm, 80arcs/pas

106

Fig.VI.36 : Temps de 50ms, intensité 8.15mA, pas de 0.5mm, 100arcs/pas

106

Fig.VI.37 : Temps de 70ms, intensité 8.2mA, pas de 0.5mm, 120arcs/pas

107

Fig.VI.38 : Puissance 20mA, temps 220ms, étirement 0.2mm

108

Fig.VI.39 : Différence (Puissance 20mA, temps 220ms, étirement 0.2mm)

108

Fig.VI.40 : Après dix-huit gravures

109

Fig.VI.41 : après vingt gravures

109

Fig.VI.42 : Puissance 10mA, temps 150ms, étirement 0.4mm

109

Fig.VI.43 : Différence (Puissance 10mA, temps 150ms, étirement 0.4mm)

110

Fig.VI.44: Coupe transversale d'une PCF à cœur plein

111

Fig.VI.45 : Pas 0.5mm, intensité 3mA, temps150ms, nombre d'arcs 15, nombre de pas

5,10, 28, 29 et 30

112

Fig.VI.46 : Pas 0.4mm, intensité 1mA, temps150ms, nombre d'arcs 15, nombre de pas

9,11, 13, 15 17, 19 ,21 et 23

114

Fig.VI.47 : Pas 0.4mm, intensité 3mA, temps 150ms, n'ombre d'arcs 15, nombre de pas

14, 16, 20, 27 et 30

117

Introduction générale

Le monde des télécommunications a connu d'importantes évolutions depuis la mise au point du télégraphe (sur câble électrique) en 1837 par Samuel Morse et l'invention du téléphone en 1875 par Alexander Graham Bell. En effet, grâce à la théorie électromagnétique de James Clerk Maxwell qui prédit l'existence des ondes radio en 1864, Heinrich Hertz a prouvé expérimentalement l'existence de ces ondes en 1887. Par la suite Olivier James a établi une communication sans-fil sur une distance de 140 mètres en 1894 et Guglielmo Marconi a effectué la première transmission transatlantique en 1901. Un grand pas a été effectué durant les deux derniers siècles avec le développement des systèmes de transmission sur câbles et sur ondes hertziennes mais la qualité et le débit d'une transmission est resté toujours d'une grande importance. L'idée de servir de la lumière dans les communications remonte aux feux de bois utilisés par les Grecs et les Perses ainsi qu'aux torches enflammées utilisées par les Romains. En 1958 et avec l'invention du laser, l'idée d'utiliser l'optique surgit de nouveau. Le laser est un générateur de lumière cohérente, stable, et monochromatique, pouvait remplir dans le domaine lumineux le même rôle que l'oscillateur radio-électrique dans le cas des ondes hertziennes. Les premières expériences de transmission étaient dans l'atmosphère qui s'est révélé un milieu de transmission dispersif et absorbant. L'idée de guider la lumière sans l'affaiblir a abouti aux fibres optiques. Au début, la recherche s'est concentrée sur le perfectionnement des fibres optiques dont l'atténuation est passée de 1000 dB/km en 1966 à 0.2 dB/km en 1979.

Le signal optique subit dans la fibre des altérations tant au niveau de sa composition que de sa structure et de sa puissance, qu'il faut s'efforcer de minimiser et de compenser. Hors de la fibre, des technologies telles que le multiplexage et les connections ou encore l'établissement d'un réseau et les techniques de codage, permettent de transmettre dans les meilleures conditions un maximum d'informations.

1. Problématique

La création de nouveaux composants de fibres optiques et dispositifs passifs sélectifs en longueur d'onde prend de plus en plus d'importance avec le développement croissant des systèmes de communications à hauts débits et de multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing). Dans le cadre des travaux de recherche effectués à l'Université de Moncton, les membres du laboratoire EMAT (ElectroMagnétisme Appliqué et Télécommunications) s'intéressent à la conception et à la réalisation de nouveaux composants tout en explorant de nouvelles techniques de fabrications. Le travail a commencé par une

simple étude des effets d'un arc électrique et d'un laser CO₂ sur les caractéristiques physiques de plusieurs types de fibres optiques. Lors des expériences effectuées, on a constaté qu'il y a une concordance remarquable entre la variation géométrique d'une fibre optique et la variation de ses caractéristiques physiques. Un exemple des résultats intéressants auxquelles on avait abouti est de montrer qu'une déformation périodique de la géométrie d'une fibre optique permet d'obtenir des réponses spectrales similaires à celles d'un réseau de Bragg photo inscrit sur des fibres dopées au germanium.

Dans notre travail, on va s'intéresser plus aux réseaux de Bragg à long pas réalisés expérimentalement par micro-déformations d'une fibre optique monomode simple. Cette technique consiste à réaliser plusieurs biconiques identiques séparées par une distance constante. Ceci afin de créer une modulation périodique de l'indice effectif. Cette modulation a un effet similaire au réseau de Bragg à long pas.

L'utilisation d'une fibre optique monomode simple sans dopage au germanium pour la réalisation des composants nous mènera à constater la modification permanente de ses caractéristiques physiques suite à certaines expositions à un laser CO₂ ou à un arc électrique.

Ceci permet par la suite la réalisation de réseaux de Bragg [1].

Les fibres optiques monomodes sont en premier lieu fabriquées pour le câblage des systèmes des télécommunications et pour certaines applications de communications optiques à cause de leur insensibilité aux perturbations électromagnétiques. Leur fabrication à grande échelle a fait baisser considérablement leur prix. Leur utilisation dans la fabrication de composants optique amortie largement les coûts tout en offrant une facilité de raccordement et de faibles pertes dans les systèmes WDM.

Cependant, plusieurs phénomènes ont lieu lorsqu'un signal optique se propage dans un composant à base de fibre optique : atténuation, absorption, réflexion, etc. On souhaite être en mesure d'analyser les effets des phénomènes de dispersion et de non linéarité dans une fibre optique et dans des composants de fibre optique afin de visualiser comment ces effets affectent les performances des systèmes de communications optiques.

2. Objectif du mémoire

L'objectif de ce travail, qui s'inscrit dans le cadre de la collaboration entre l'Université de Batna et l'Université de Moncton (faculté de génie électrique), est la réalisation de réseaux de Bragg à long pas (LPFG pour Long Period Fiber Gratings) par arcs électriques sur une fibre monomode standard et une fibre à cristaux photoniques. La partie expérimentale de ce travail est effectuée au sein du laboratoire EMAT du secteur de génie électrique de l'Université de Moncton sous la supervision du Professeur Yassine Bouslimani. Ce travail fait

partie d'un projet de recherche auquel plusieurs chercheurs, stagiaires et étudiants participent dans une atmosphère d'interaction et de complémentarité.

Ce travail a pour but de participer à l'étude de la fabrication des LPFGs par la technique utilisant des arcs électriques et des micro-étirements. Il exploite la possibilité d'automatiser ce processus de fabrication et d'expérimenter la réalisation à distance afin d'accroître le savoir-faire du laboratoire.

Ma contribution à ces travaux de recherche se limite à des essais sur les fibres monomodes standards ainsi que les fibres de nouvelles générations à cristaux photoniques pour la fabrication des LPGFs en utilisant une interface « Client/Serveur » qui a été élaborée et testée avec succès en utilisant la communication à distance à travers un réseau local et Internet. C'est un élément très enrichissant pour mon travail.

3. Hypothèses du travail

Pour atteindre ces objectifs, quatre grandes hypothèses sont émises :

- 1) On suppose que la fibre optique est un milieu homogène: un milieu est dit homogène lorsque les constantes diélectrique ϵ et magnétique μ de ce dernier sont les mêmes en chaque point,
- 2) on suppose que la fibre optique est isotrope: un milieu est dit isotrope lorsque la perméabilité ϵ et la permittivité μ en un point donné sont les mêmes dans toutes les directions : $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$ et $\mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$,
- 3) On suppose que les conditions de faible guidage sont satisfaites, i.e que la propagation a lieu dans le voisinage de l'axe longitudinal z (approximation paraxiale). En d'autres termes, pour les milieux homogènes ou faiblement inhomogènes comme la fibre optique, la différence entre les indices des différents milieux est suffisamment faible pour que le gradient d'indice soit négligé,
- 4) On suppose que si un faisceau polarisé dans une certaine direction entre dans la fibre optique, il reste polarisé dans la même direction tout au long de la propagation (effets de polarisation négligée).

4. Structure du mémoire

La fibre optique est une innovation relativement récente qui a rapidement pris un rôle prépondérant dans le monde des télécommunications pour sa capacité à véhiculer un grand nombre d'information sur une longue distance. C'est très difficile de couvrir à la fois dans un seul mémoire les systèmes de télécommunications optiques, les fibres optiques et les

composants à base de fibres. Dans le présent nous nous limitons seulement aux quatre chapitres suivants :

Le premier débutera par un bref rappel historique concernant la fibre optique, nous allons voir de quelle manière elle permet de communiquer d'un continent à l'autre au travers de la régénération du signal et du multiplexage, puis nous verrons quelles sont ses caractéristiques d'atténuation et de dispersion en fonction de la fréquence de l'onde qui la parcourt. Aussi, nous allons évoquer quelques sujets de recherche qui sont effectués afin d'améliorer les communications par fibre optique. Nous allons parler de l'utilisation de verres de fluorures à la place de la silice, d'amplificateurs tout optique et aussi d'une forme particulière d'onde tel que le soliton. Les réseaux de Bragg font partis des principaux axes du deuxième chapitre.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude de la propagation de la lumière dans les composants à base de fibre optique par l'analyse modale.

Enfin le quatrième chapitre abordera la partie expérimentale du travail consacrée à la réalisation des réseaux de Bragg à long pas. Après une description du matériel utilisé ainsi que du banc optique, une présentation du logiciel automatisant le processus de fabrication est proposé. L'intérêt est ensuite porté sur la réalisation de LPFG par arcs électriques avec et sans étirements sur plusieurs types de fibres (fibres standards, et PCF) et à l'influence de divers paramètres sur les propriétés des composants.

Chapitre I :

Introduction aux systèmes de télécommunications optiques

Préface:

Lorsqu'un faisceau lumineux heurte obliquement la surface qui sépare deux milieux plus ou moins transparents, il se divise en deux : une partie est réfléchiée tandis que l'autre est réfractée, c'est à dire transmise dans le second milieu en changeant de direction. L'indice de réfraction est une grandeur caractéristique des propriétés optiques d'un matériau. Il est obtenu en divisant la vitesse de la lumière dans le vide ($C_v=299\ 792\ \text{Km/s}$) par la vitesse de cette même onde dans le matériau. Plus l'indice est grand, et plus la lumière est lente [2].

C'est ce principe qui est utilisé pour guider la lumière dans la fibre. La fibre optique comprend ainsi deux milieux : le cœur, dans lequel l'énergie lumineuse se trouve confinée, grâce à un second milieu, la gaine, dont l'indice de réfraction est plus faible. Les recherches menées dans les années 1970 ont conclu que la silice était un bon support pour des longueurs d'onde prises dans le proche infrarouge (850 nm - 1300 nm - 1500 nm).

La fabrication en série de lasers à semi-conducteurs dans ces longueurs d'onde est venue par la suite confirmer ce choix. Rappelons qu'un laser (Light Amplification By Stimulated Emission Of Radiation) ou amplification de la lumière par émission de radiation stimulée, est un dispositif qui amplifie la lumière et la rassemble en un étroit faisceau, dit cohérent, où ondes et photons associés se propagent en phase, au lieu d'être arbitrairement distribués. Cette propriété rend la lumière laser extrêmement directionnelle. Techniquement le laser combine trois phénomènes d'optique fondamentale : le pompage optique, l'émission stimulée de lumière et la résonance optique [2].

Lorsque la fibre est fabriquée en silice très pure, la lumière qui la traverse est très peu atténuée. En utilisant des lasers émettant dans l'infrarouge, où se trouve le minimum d'absorption de la silice, il est possible de transmettre d'énormes quantités d'information sur plus d'une centaine de kilomètres sans qu'il ne soit nécessaire de régénérer le signal [3].

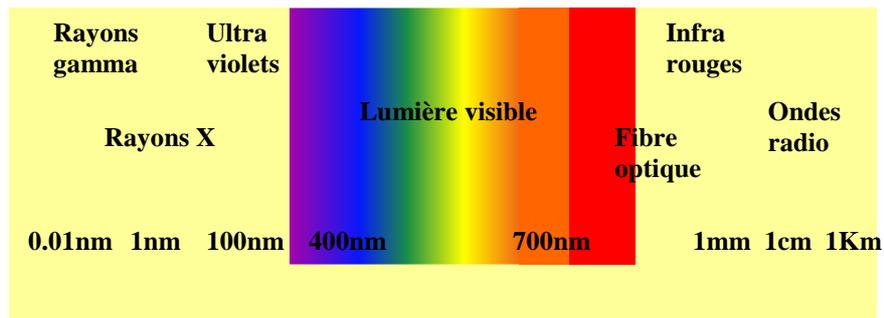


Fig.I.1 : Spectre électromagnétique

I.1 Télécommunications par fibres optiques

I.1.1 Historique

Les premiers câbles sous-marins servant à communiquer entre continents ont été les câbles télégraphiques, installés depuis les temps de la guerre de Sécession. Leur ont succédé les câbles coaxiaux, pour acheminer les conversations téléphoniques. Le premier câble coaxial reliant les deux cotés de l'Atlantique, posé en 1955, correspondait à 48 lignes téléphoniques. Depuis, que de chemin parcouru grâce aux fibres optiques! Une seule paire de ces minces et longs cheveux de verre, qui véhiculent l'information sous forme d'impulsions de lumière, transmet simultanément près de 500 000 conversations téléphoniques d'un continent à l'autre, soit une distance de 6000 à 10000 km.

L'idée de fabriquer des fibres en verre de silice suffisamment pur pour transporter la lumière sur de grandes distances a fait son chemin dès la fin des années 1960. La lumière envoyée dans le cœur de la fibre se réfléchit sur ses parois, ce qui a pour conséquence de guider le faisceau lumineux le long de la fibre, même lorsque celle-ci est courbée.

La concrétisation de cette idée a pris du temps: il a fallu des innovations technologiques successives touchant à la fois le support matériel "les fibres optiques" et la manière d'y envoyer et faire circuler l'information.

Il a également fallu développer des sources laser miniatures (les diodes laser) et des dispositifs de réception (photodiodes), ainsi que l'électronique numérique des circuits intégrés. En 1968, le chercheur anglais K.C. Kao découvrit que les pertes de la silice fondue pouvaient être inférieures à 20 dB/km dans l'infrarouge proche. Peu après, les chercheurs de la Corning, des Bell Telephone Laboratories, et d'autres laboratoires, montrèrent que des fibres, en verre ou en silice dopée, pouvaient être fabriquées avec des longueurs de plusieurs kilomètres et des pertes de l'ordre du dB/km [4].

En 1979, des pertes de 0.2 dB/km ont même été mesurées à une longueur d'onde de 1,55 μm , ce qui signifiait qu'une séparation source - détecteur (sans répéteur) de plus de 100

km était alors possible. En raison de ces résultats relatifs aux pertes, et des progrès réalisés, il paraissait alors probable que, dans un avenir proche, la transmission d'information par voie optique serait économiquement viable.

Aussi, pour les communications à longue distance, les liaisons radio par satellite sont longtemps restées la règle et n'ont cédé le pas devant les câbles optiques qu'à la fin des années 1980.

Mais aujourd'hui, l'essentiel des communications intercontinentales passe par des câbles optiques sous-marins qui, déposés sur le fond des océans, tissent une véritable toile sur la planète. Les fibres optiques ont ainsi complètement remplacé des câbles coaxiaux [4].

I.1.2 La fibre optique

La fibre optique est un fil transparent très fin qui conduit la lumière. Entourée d'une gaine protectrice, elle peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines voire milliers de kilomètres. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'information. La fibre trouve son utilisation principale dans les réseaux de transmission pour les télécommunications [3].

Moins poétiquement, c'est un guide d'ondes électromagnétiques dans la gamme des longueurs d'ondes lumineuses, en générale de $0.6\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$, bien que certaines applications se dessinent vers $10\mu\text{m}$; ce milieu est composé au minimum de deux matériaux d'indices différents l'un formant la gaine (indice n_2) et l'autre le cœur (indice n_1). La loi la plus simple de l'optique (loi de Descartes) montre aisément qu'il ne peut y avoir guidage que si l'indice n_1 est supérieur à l'indice n_2 (réflexion totale). Cette condition fondamentale est commune à tous les types de fibres [6].

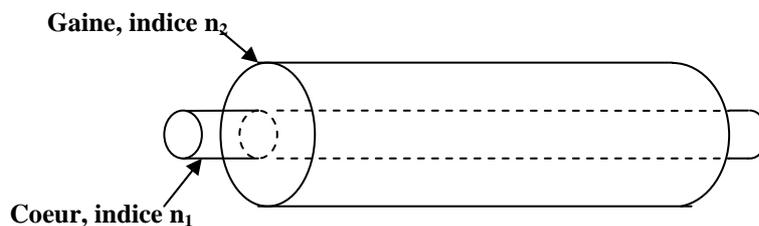


Fig.I.2 : Présentation d'une fibre optique

Il s'agit donc de savoir à quelle échelle sont utilisées ces fibres pour la communication, quel est le système de codage, quels sont les problèmes de transmissions et comment peut-on augmenter leurs performances.

I.1.3 Fabrication des fibres

La fabrication d'une fibre optique passe par la réalisation d'une préforme cylindrique en barreau de silice. La silice est un composé oxygéné du silicium, de formule SiO_2 , présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. Le barreau subit ensuite un étirage, en plaçant l'extrémité dans un four porté à une température voisine de 2000°C . Il est alors transformé en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Son centre, qui constitue le cœur, nécessite une silice très pure avec un minimum d'ions hydroxydes OH^- . Le cœur est entouré d'une silice de moindre qualité qui forme la gaine optique. On réalise un écart d'indice entre le cœur et la gaine en incorporant des dopants, tels que :

- le germanium et le phosphore qui accroissent l'indice dans le cœur,
- le bore et le fluor qui le font décroître dans la gaine,

Une préforme de verre d'une longueur de 1 m et d'un diamètre de 10 cm permet d'obtenir par étirement une fibre monomode d'une longueur d'environ 150 Km [2].

I.1.4 Différents types de fibres

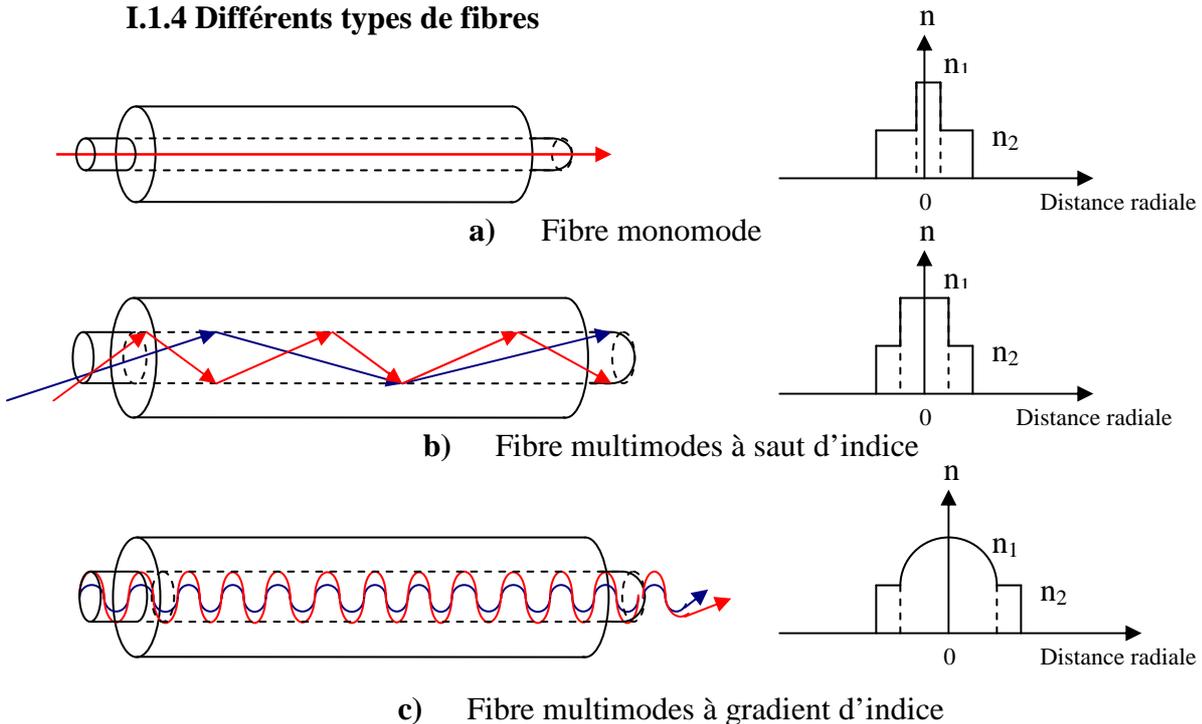


Fig.I.3 : Différents types de fibres optiques

À gauche : coupe suivant l'axe

À droite : indices des matériaux suivant la distance

La figure I.3 présente les trois familles de fibres les plus utilisées actuellement. Elle fait abstraction des fibres plus complexes qui apparaissent pour des besoins particuliers (Fibre à cristaux photoniques par exemples) ou en fonction de technologie existantes (faisceaux de fibres).

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de modes de propagation, quantifiée par les paramètres du guide. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification : on distingue les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible, et les fibres multimodes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers dans les fibres habituelles) peuvent coexister.

Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qu'on définit comme suit :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{I.1})$$

Le terme $\sqrt{n_1^2 - n_2^2} = ON$ représente l'ouverture numérique qui se traduit par l'angle maximal d'injection des faisceaux lumineux qui peuvent être guidés dans la fibre.

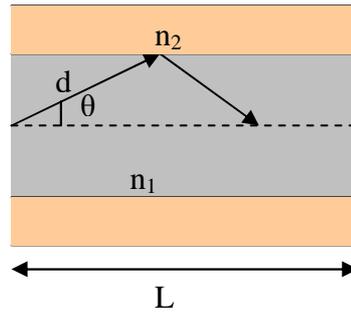
λ est la longueur d'onde de la lumière, n_1 l'indice de cœur, n_2 l'indice de la gaine et a le diamètre de cœur.

➤ Si $V \leq 2.405$, la fibre est monomode (figure I.3 a). Cette condition peut être obtenue soit par une dimension de cœur très petite, soit par un écart d'indice $\Delta n = n_1 - n_2$ très faible. Par nature, elle conduit à des capacités de transmission très grandes [7].

➤ Si $V > 2.405$, la fibre est multimode. Les dimensions de cœur et l'écart d'indice Δn sont en général assez élevés ($a = 50 \mu\text{m}$, $\Delta n = 7 \times 10^{-3}$). Le nombre de modes se propageant dans le cœur est égal approximativement à $V^2/2$ [8]. le diamètre extérieur des fibres intervient essentiellement sur les propriétés mécaniques (protection contre les agressions extérieures telles que tension, pression, etc.)

➤ Cette dernière classe des fibres multimodes a donné naissance à deux familles distinctes :

A. Les fibres dites à **saut d'indice** dont l'indice de cœur est constant (figure I.3 b). La propagation de la lumière se fait alors selon les lois de l'optique géométrique et une dispersion modale importante apparaît selon que la lumière se propage selon l'axe ou suivant un angle θ par rapport à cet axe.



$$d = \frac{L}{\cos \theta}, \quad \tau = \frac{n_1}{C} \frac{L}{\cos \theta}, \quad C : \text{La vitesse de la lumière dans le vide, } \tau : \text{Le temps de parcours}$$

Le plus court chemin est sur l'axe optique: $\tau_{\min} = \frac{n_1}{C} \frac{L}{\cos \theta} = \frac{n_1 \cdot L}{C}$ Le plus long est réalisé

pour l'angle limite au-delà du quel il n'y a plus réflexion : $\tau_{\max} = \frac{n_1}{C} \frac{L}{\cos \theta_{\lim}}; \cos \theta_{\lim} = \frac{n_2}{n_1}$

$$\Delta \tau = \tau_{\max} - \tau_{\min} = \frac{n_1^2 \cdot L}{C \cdot n_2} - \frac{n_1 \cdot L}{C} = \frac{n_1 \cdot L}{C} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \text{ ainsi : } \Delta \tau = \frac{n_1 \cdot L}{C} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2} \right) = \frac{\Delta n \cdot L}{C} \frac{n_1}{n_2}$$

Pour une impulsion lumineuse, si la lumière emprunte en même temps les deux trajets ; à la distance L, la largeur de l'impulsion augmente d'une quantité [5]:

$$\Delta \tau \approx \frac{\Delta n \cdot L}{C}; \text{ avec } \frac{n_1}{n_2} \approx 1 \text{ car } \Delta = n_1 - n_2 \ll n_1, n_2 \quad (\text{I.2})$$

Les fibres à saut d'indices présentent donc en général des caractéristiques de transmission assez médiocres et, pour cette raison, sont essentiellement utilisées dans des systèmes de faible capacité.

Pour $L=1 \text{ km}$, $n_1=1.43$, $n_2=1.42$, $\Delta \tau=33 \text{ ns}$, ce qui n'est pas négligeable. On voit que déjà sur 1 km, la dispersion modale introduit un retard notable, c'est pourquoi les fibres multimodes ne sont utilisées que pour des réseaux locaux.

B. Les fibres à gradient d'indice. Dans un milieu d'indice constant, la durée de propagation de la lumière selon l'axe est évidemment la plus courte. Pour limiter l'écart entre cette durée minimale et la durée de propagation lorsque la trajectoire est une courbe (figure I.3 c), il faut que l'indice du milieu décroisse du centre vers la périphérie.

C'est effectivement ce qui est réalisé dans les fibres à gradient d'indice : l'indice n diminue du centre vers les bords suivant une fonction déterminée par les lois de propagation. Pour une loi du gradient d'indice de la forme :

$$n(r) = n_1 \left[1 - k \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right] \quad (\text{I.3})$$

Si nous appelons : a le diamètre de cœur et r la distance de l'axe (α est généralement appelé paramètre du profil et k est un coefficient), l'écart $\Delta\tau$ entre les durée de propagation est égal à :

$$\Delta\tau(\theta) = \frac{n_1'}{C} \left[\frac{\alpha - 2 + 2\rho}{\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{2} + \frac{3\alpha - 2 + 4\rho}{2\alpha + 2} \cdot \frac{\theta^2}{4} \right] \quad (\text{I.4})$$

Avec : $n_1' = n_1 - dn_1/d\lambda$ (c'est l'indice de groupe).

ρ est le paramètre de dispersion chromatique (= D dans certains ouvrages) donné par

$$\rho = \frac{\lambda}{k} \cdot \frac{dk}{d\lambda}$$

Pour un dopant particulier, il est possible de déterminer un paramètre de profil optimal α_{opt} de la forme : $\alpha_{\text{opt}} = 2 - 2\rho$. Dans ce cas quelque soit θ . L'écart $\Delta\tau(\theta)$ reste très faible ($\approx \theta^4$). Le guide correspondant a donc une bien meilleure propagation [6].

I.1.5 Signal optique

Lorsque l'on envoie un signal lumineux, il y a plusieurs longueurs d'onde présentes, soit parce que la source est étendue, soit parce que la source présente en réalité un pic centré sur λ . Par exemple, une LED (light emitting diode), a un pic d'une largeur de 10 nm, un laser, un pic d'une largeur d'1 nm et moins.

I.1.5.1 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique exprimée en ps/(nm·km), caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale (deux longueurs d'ondes différentes ne se propagent pas exactement à la même vitesse). Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets: la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice. Il est donc possible de la minimiser en adaptant le profil.

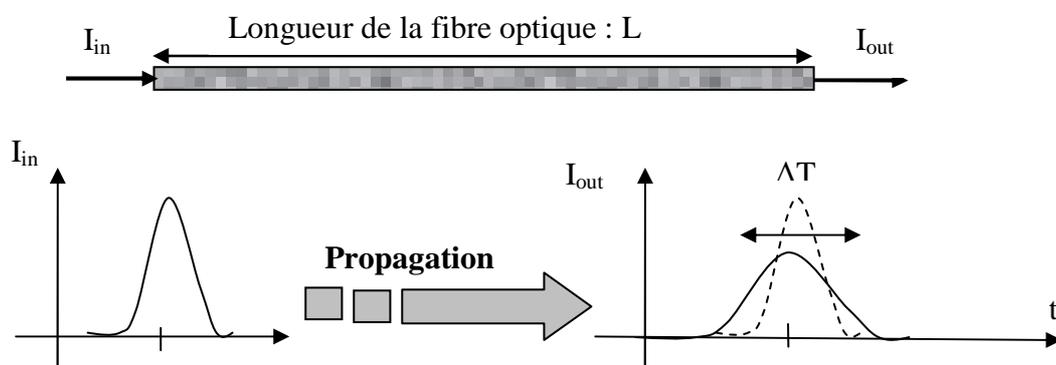


Fig.I.5 : Dispersion chromatique dans une fibre optique

La dispersion propre au matériau est due à la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde.

Une impulsion de rayonnement est un paquet d'ondes dont la vitesse de groupe est donnée par $V_g = d\omega/dk$. Puisque : $\omega = 2\pi\nu$ et $k = 2\pi/\lambda$ cette vitesse s'écrit :

$$v_g = \frac{dv}{d(1/\lambda)} = -\lambda^2 \frac{dv}{d\lambda} \quad (\text{I.5})$$

compte tenu de la relation $v=c/n$, V_g s'écrit :

$$v_g = -c\lambda^2 \left(-\frac{1}{n\lambda^2} - \frac{1}{n^2\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right) = \frac{c}{n} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (\text{I.6})$$

Si la largeur spectrale du rayonnement est $\Delta\lambda$, l'étalement de la vitesse de groupe est

$$\Delta v = (dv_g/d\lambda)\Delta\lambda, \text{ soit :} \quad \Delta v_g = \frac{c\lambda}{n^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} - \frac{2}{n} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right) \Delta\lambda \quad (\text{I.7})$$

Il en résulte que l'étalement dans le temps d'une impulsion brève, après un trajet d'une

$$\text{distance } L \text{ dans le matériaux, est donnée par : } \Delta\tau = \left| \frac{L\Delta v_g}{v_g^2} \right| = \left| \frac{L\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Delta\lambda \right| \quad (\text{I.8})$$

La courbe représentant les variations de $dn^2/d\lambda^2$ en fonction de la longueur d'onde, est portée sur la figure I.6 pour la silice pure. Elle montre que $dn^2/d\lambda^2$ et par suite la dispersion du matériau, s'annule pour $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ et change de signe au-delà.

Il existe donc une longueur d'onde pour laquelle la dispersion due au matériau peut compenser les autres causes de dispersion, ce qui permet d'annuler la dispersion totale.

Le calcul exact de cette longueur d'onde est relativement complexe mais on peut montrer (Gambling 1979) qu'elle est comprise entre 1,3 et 1,8 μm .

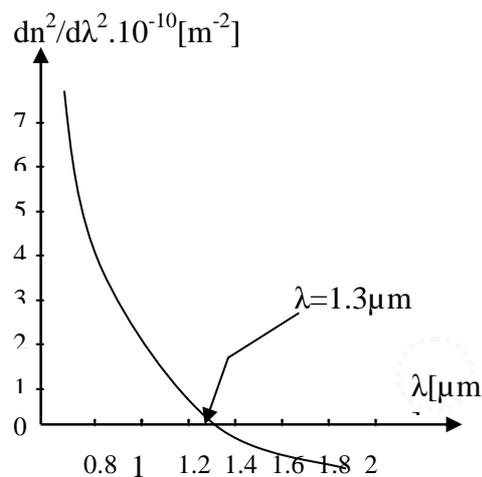


Fig.I.6 : Variation de $dn^2/d\lambda^2$ pour une fibre de silice pure [3]

Les fibres standards (normalisation ITU-T G.652) installées dans les réseaux de communications présentent un zéro de dispersion à la longueur d'onde $\lambda_{zd} = 1310 \text{nm}$ [8].

I.1.5.2 Dispersion modale de polarisation (PMD¹)

Dans l'absolu, on ne réalise pas de fibre parfaite; le problème auquel nous nous intéressons ici est la polarisation de la lumière dans la fibre.

Une étude différentielle de la dépendance fréquentielle du vecteur de polarisation consistant en la recherche des états de polarisation à l'abscisse z qui soient indépendants de la fréquence optique, met en évidence une équation aux valeurs propres dont la résolution montre l'existence de deux vecteurs propres $\hat{\varepsilon}^+$ et $\hat{\varepsilon}^-$ [9]. Ces deux vecteurs propres sont associés aux valeurs propres (qui représentent le 'temps de voyage' de chaque état) τ_+ et τ_- et ils correspondent à des états de polarisation orthogonaux appelés états principaux de polarisation (PSP²).

Ces deux états de polarisation sont orthogonaux et indépendants de la fréquence optique, sauf qu'ils se propagent à des vitesses différentes. Les composantes du champ se propageant suivant ces deux états admettent donc une différence de temps de groupe (ou DGD³ en anglais) :

$$\Delta\tau = \tau_+ - \tau_- \quad (1.9)$$

A priori, la symétrie cylindrique des fibres optiques leur confère un comportement identique pour tous les états de polarisation. Cependant, les imperfections de fabrication brisent cette symétrie et produisent un cœur de forme plutôt elliptique. De plus, à l'utilisation, les contraintes mécaniques et/ou thermiques induisent un effet photo-élastique dans la fibre et rendent cette dernière anisotrope : au vu du faisceau, il y a des indices différents selon la direction. Dans la fibre, on constate une biréfringence : un rayon non polarisé incident est décomposé en deux rayons (extraordinaire et ordinaire) polarisés linéairement mais l'un en mode transverse magnétique [TM] et l'autre en mode transverse électrique [TE] (Cf. annexe A). Si l'on injecte une impulsion d'enveloppe \vec{E}_{in} dans une fibre biréfringente, l'enveloppe du champ obtenu à la sortie peut s'écrire [9]:

$$\vec{E}_{out}(t) = \cos^2 \theta E_{in}(t + \tau + \frac{\Delta\tau}{2})\hat{\varepsilon}_{out}^+ + \sin^2 \theta E_{in}(t + \tau - \frac{\Delta\tau}{2})\hat{\varepsilon}_{out}^- \quad (1.10)$$

Cette formule signifie que l'on observe à la sortie de la fibre optique deux répliques de l'impulsion injectée en entrée et décalées dans le temps d'un temps égal au DGD. Les

¹ Polarization- Mode Dispersion

² Principal States of Polarization

³ Differential Group Delay

coefficients de pondération $\cos^2\theta$ et $\sin^2\theta$ indiquent l'énergie transportée par chacun des états principaux de polarisation :

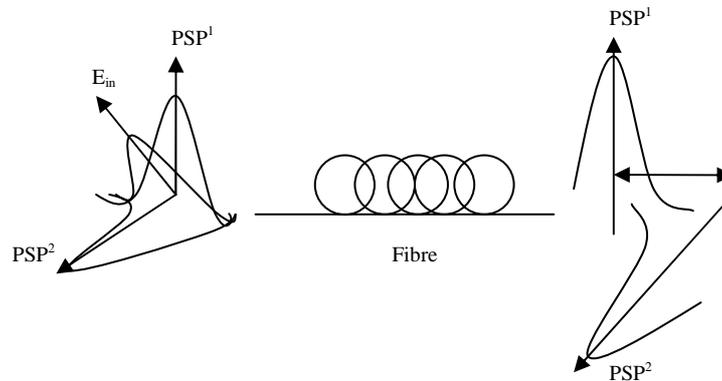


Fig.I.7 : Dispersion modale de polarisation dans une fibre biréfringente

La PMD résulte en une dégradation de la qualité de la transmission numérique. Le fait d'avoir à la sortie de la fibre deux répliques de l'impulsion initiale décalées dans le temps va générer de l'interférence entre symboles (diaphonie) et le taux de bits erronés (BER^4) augmentera [9].

Les sources utilisées en télécoms optiques étant généralement polarisées, la PMD affecte considérablement les transmissions par fibre et devient gênante pour des communications à 40 Gb/s se propageant sur plus de 200 km [10].

Plusieurs corrections existent :

➤ Elle peut néanmoins être compensée au premier ordre par un traitement électrique dynamique du signal [11]. Un système électrique peut capter le signal et après analyse émettre le signal comme à son origine. On perd ici l'efficacité du traitement tout optique.

➤ Des fibres à maintien de polarisation comme les fibres à cœur elliptique ou les fibres PANDA ou TIGER. Avec ces fibres, on peut contrôler la polarisation le long de la fibre.

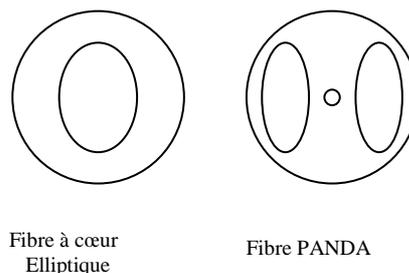


Fig.I.8 : Fibres à maintien de polarisation

⁴ Bit- Error Rate

La perte de polarisation est utile pour l'utilisation des fibres comme capteurs : lorsque la fibre subit des contraintes, le signal est modifié et on peut l'analyser [5].

I.1.5.3 Perte de puissance

Bien que très performantes les fibres optiques subissent des atténuations lors de la propagation du signal. L'atténuation se mesure en dB/km et elle varie en fonction de la longueur d'onde et correspond à des pertes en lignes dues à différents phénomènes de propagation (Figure I.9):

➤ **L'absorption** : Intervient en premier lieu l'absorption intrinsèque du matériau. Dans la silice (composant de base de la plus part des fibres), elle apparaît dans le proche ultraviolet ($0.4\mu\text{m}$) et dans l'infrarouge ($1.7\mu\text{m}$).

En second lieu, l'absorption est due à des impuretés identifiées et relève donc de défauts extrinsèques à la technologie de fabrication du matériau. Les premières fibres présentaient des pics d'absorption nombreux liés à différentes impuretés métalliques (ions Fe^{++} , Co^{++} , Cr^{+++} , Ni^{++} , etc) ; les méthodes actuelles de fabrication, héritées des technologies de semi-conducteurs, ne font plus apparaître que les ions OH^- comme impureté majeure. Dans la silice celle-ci se caractérise par un pic principal vers $2.7\mu\text{m}$ et des pics secondaires à $1.34\mu\text{m}$ et $0.9\mu\text{m}$ (harmoniques 2 et 3). Il existe certaines fibres (chez Lucent Technologies) qui n'ont pas de pic dû à OH^- vers 1400 nm, elles présentent alors une très large fenêtre exploitable de 1335 à 1625 nm.

Ainsi, en minimisant certains effets d'atténuation, on peut élargir les fenêtres utilisables par le signal.

➤ **La diffusion** : Les verres utilisés en général dans les fibres optiques sont des matériaux amorphes (structures désordonnées) comportant donc de nombreux agrégats de matière incohérents. Au niveau macroscopique, ces éléments, lorsqu'ils sont illuminés, diffusent la lumière dans toutes les directions. Une partie de cette lumière est réinjectée dans le guide sous une forme différente de la lumière incidente et correspond à la conversion de modes. Une partie est réinjectée à contrario dans la guide et correspond à une puissance lumineuse rétrodiffusée. Une partie enfin ne peut être guidée et est éliminée dans la gaine. Si la première partie crée une perturbation de la capacité en transmission, les deux autres apparaissent comme des pertes et contribuent donc à l'atténuation.

Selon la forme et la densité des agrégats vitreux, les lois de la diffusion peuvent varier. Dans les fibres courantes (silice dopée), la loi obtenue correspond à une diffusion uniforme (de Rayleigh). Elle varie en fonction de la longueur d'onde selon une loi en $1/\lambda^4$ [6].

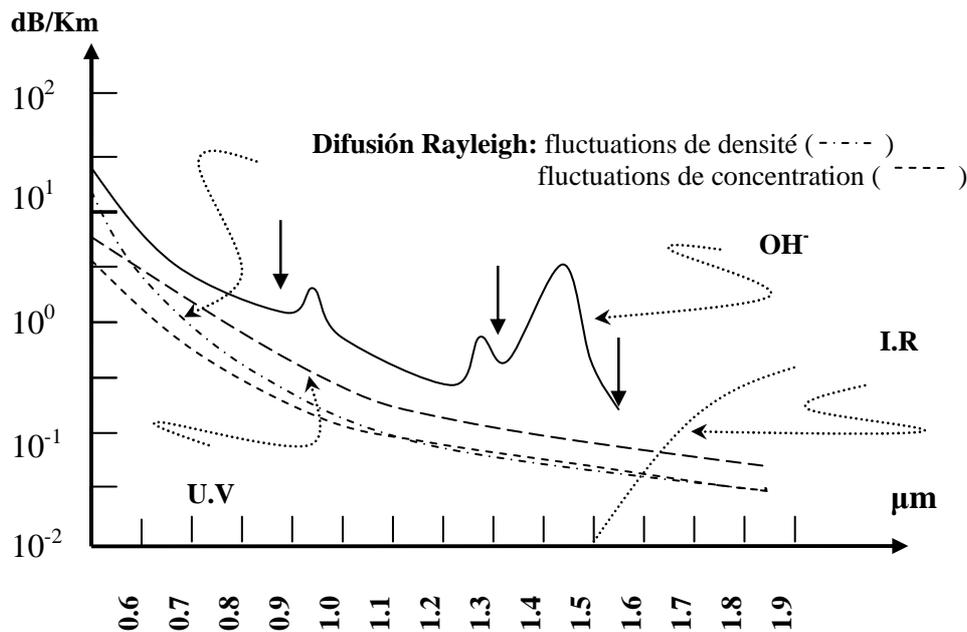


Fig.I.9 : Profil d'atténuation spectrale d'une fibre de silice

En superposant ces atténuations, trois fenêtres spectrales avec une atténuation assez faible apparaissent (flèches noires sur la figure I.9).

- ✓ La fenêtre à 0,8 μm correspond à une atténuation de 2,5dB/Km en moyenne et a été historiquement la première utilisée.
 - ✓ La fenêtre à 1,3 μm , d'atténuation moindre (0,7dB/Km en moyenne) est intéressante, car il est possible de compenser la dispersion du matériau par les dispersions du guide et, d'onc d'obtenir de meilleures performances en capacité de transmission tout en améliorant les distances.
 - ✓ La fenêtre à 1,5 μm est intéressante pour les applications à très longue distance (0,2dB/Km de pertes pour les fibres monomodes), à condition de disposer de sources modulées à spectre étroit (dispersion du matériau) [6].
- **Dispersion modale et bande passante** : Lors de la propagation de la lumière, une même impulsion peut se propager par plusieurs chemins à la fois. Du coup, une impulsion

émise très brève (pic étroit) sera reçue sur un temps plus long (tache plus large): c'est la dispersion modale. Plus la largeur des pic de réception est grande moins on peut rapprocher des impulsions dans le temps si non il y a risque de chevauchement à la réception.

Donc plus les images sont étroites plus la bande passante est grande et plus la vitesse de transmission est rapide [12].

➤ **Raccordements** : Il y a deux manières de mettre bout à bout deux fibres, par épissure (fusion) c'est un raccord définitif ou par connecteur pour les raccords démontables.

Dans les deux cas (surtout le deuxième), cela entraîne des pertes à cause de:

- une séparation longitudinale,
- un désalignement radial,
- un désalignement angulaire,
- une excentricité des coeurs,
- voire une ellipticité des coeurs.

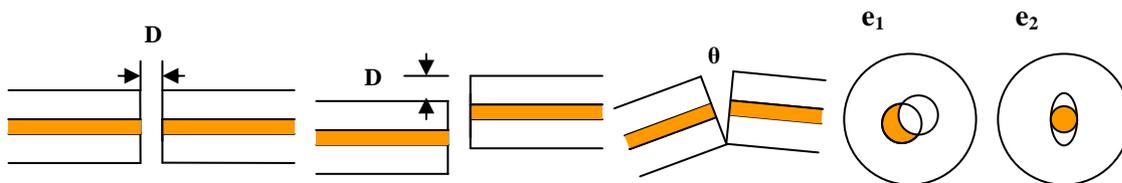


Fig.I.10 : Raccordement de fibres

➤ la diffusion et la réflexion aux épissures,7

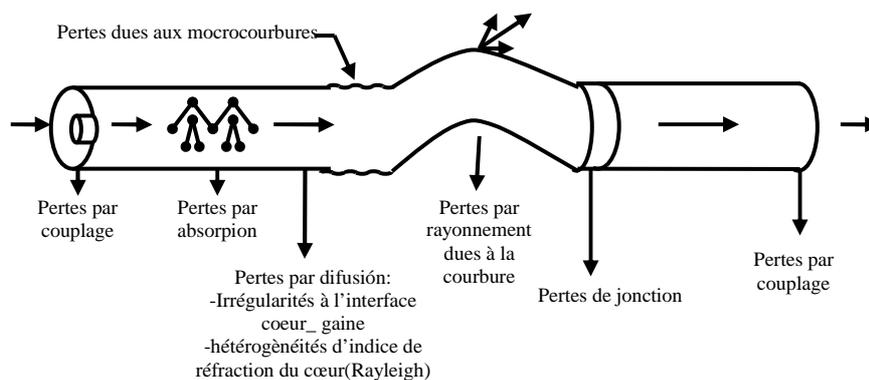


Fig.I.11 : Différentes pertes dans une fibre optique

➤ **Courbure et micro-courbure** : Avec une courbure, il y a une diminution de l'angle entre le rayon et la normale à la fibre. Pour avoir une propagation guidée, il faut que le rayon soit réfléchi mais au-dessus d'un certain angle le rayon est réfracté par la gaine optique.

La courbure est due à une déformation globale de l'axe.

La micro-courbure est due à une déformation locale de l'axe et son effet est le même que celui d'une courbure [12].

I.1.5.4 Effets non- linéaires

La réponse d'un milieu diélectrique à la lumière qui le traverse devient non- linéaire pour des champs électromagnétiques intenses comme c'est le cas dans les communications océaniques, par exemple. Cette réponse non- linéaire est due notamment aux mouvements non- harmoniques des électrons du matériau de transmission sous l'influence de l'onde qui le traverse. Les effets non- linéaires (NL) sont parfois observables pour des puissances de l'onde dans la fibre relativement faibles, ceci à cause des très petites dimensions des fibres (cœur) et des pertes très faibles (<1dB/km, [13]). Les effets NL se voient surtout dans les fibres monomodes et se traduisent par une atténuation du signal en fonction de l'augmentation de $P_{transmise}$ et une création de nouvelles longueurs d'onde à partir du signal. Les effets NL de plus bas ordre proviennent de la susceptibilité $\chi^{(3)}$ d'ordre 3. En effet, la susceptibilité d'ordre 1 est déjà prise en compte dans l'atténuation et les dispersions discutées plus tôt. La susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets NL comme les générations de seconde harmonique, de somme de fréquences et d'oscillation paramétrique est nulle pour des molécules possédant une inversion symétrique comme la silice pure qui constitue le cœur de la fibre en absence de dopants.

La susceptibilité d'ordre 3 est responsable des phénomènes comme la génération de troisième harmonique, du mélange à quatre ondes (Four- wave mixing, FWM) et de la réfraction NL. Dans les fibres optiques, seule la réfraction NL joue un rôle significatif [7]. La plupart des effets NL dans la fibre optique proviennent de cette réfraction non- linéaire, phénomène dû à la dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du champ qui traverse le milieu [13].

La variation de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité du champ est connue sous le nom d'effet de Kerr optique (Cf. annexe A) et conduit à un certain nombre de phénomènes aussi intéressants que complexes; les deux plus connus sont [13]:

- L'auto- modulation de phase (SPM⁵),

Elle affecte une onde modulée en amplitude par dispersion chromatique. La SPM accroît le taux d'élargissement pour un régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) et réduit ce taux pour un régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$). Le faible taux d'élargissement dans ce dernier cas peut

⁵ Self- Phase Modulation

être très utile pour les systèmes de communications optiques à $1.55\mu\text{m}$ pour lesquels $\beta_2 \sim -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ [7].

- La modulation de phase croisée (XPM⁶),

C'est un décalage de phase non linéaire φ_{NL} d'un champ optique induit par la co- propagation de champs à différentes λ . La XPM est toujours accompagnée de la SPM et est due à la dépendance de l'indice de réfraction effectif d'une onde, non seulement de l'intensité de cette onde mais aussi de l'intensité des autres ondes en co- propagation [7].

Une autre classe d'effets NL qui a lieu dans la fibre optique est constituée par les effets NL inélastiques que sont l'effet Raman et l'effet Brillouin [13] (Cf. annexe A). Ces effets proviennent de l'interaction avec perte d'énergie de photons avec le milieu (diffusion inélastique). La perte d'énergie, représentée par l'apparition d'un phonon⁷, se traduit par un transfert inélastique de puissance de la fréquence initiale vers une fréquence inférieure, transfert dû à une excitation vibrationnelle des molécules de silice. Dans la fibre, un décalage fréquentiel de 11 GHz correspond à la création d'un phonon acoustique et donc à l'effet Brillouin tandis qu'à la valeur d'environ 13,2 THz est associée un phonon optique soit l'effet Raman. Dans les deux cas, cet échange est négligeable à faible puissance mais augmente exponentiellement une fois qu'une certaine puissance seuil est dépassée. En dépit de leur origine similaire, chacun de ces deux phénomènes présente ses spécificités du fait que des relations de dispersion différentes s'appliquent aux deux types de phonons. En particulier, l'effet Brillouin se caractérise par une transformation à bande très étroite (environ 100 MHz) du photon initial en un photon contrapropagatif.

L'effet Raman, quant à lui, se produit dans le même sens de propagation que le photon initial sur une bande passante bien plus étendue (environ 6 THz) et conduit à la formation d'ondes Stokes et anti-Stokes par interaction lumière- phonon. Toutefois, il présente une puissance de seuil plus importante que l'effet Brillouin (environ 570 mW contre 5 mW à $1,55 \mu\text{m}$).

L'existence de ces phénomènes NL inélastiques impose un certain nombre de contraintes sur les réseaux :

- une obligation de limiter la puissance totale à injecter dans une fibre à des niveaux inférieurs à 100 mW à cause de l'effet Brillouin,

⁶ Cross- Phase Modulation

⁷ Par définition, le photon est la plus petite unité d'énergie que peut posséder un mode de vibration lumineuse, tandis que le phonon est la plus petite quantité d'énergie que peut posséder un mode de vibration cristalline (vibration des atomes dans un solide)

- une réception complexifiée dans les systèmes comportant plusieurs canaux de puissance égale car il provoque un transfert d'énergie des canaux de faible longueur d'onde vers ceux de plus grande longueur d'onde [7].

I.2 Technologies environnantes

A l'heure actuelle, le besoin en bande passante est une réalité effective mais le coût des fibres nous impose de faire en sorte d'exploiter au maximum les fibres existantes déjà installées. D'où l'idée du multiplexage. Deux techniques de multiplexage sont utilisées dans les systèmes de communications optiques : le multiplexage temporel (TDM⁸) et le WDM.

La course vers les hauts débits a également bénéficié du développement des techniques de multiplexage et de communication. Le multiplexage consiste alors à transporter sur un même support physique, ici la fibre optique, les signaux destinés à un grand nombre d'abonnés. La commutation est une opération de routage au niveau du réseau global, grâce à laquelle chaque destinataire reçoit en fin de ligne l'information qui lui revient.

I.2.1 Multiplexage dans les communications optiques

I.2.1.1 Multiplexage temporel (TDM)

Le multiplexage dit à répartition dans le temps ou temporel est pour l'instant le plus utilisé. Il consiste à imbriquer temporellement les informations de chaque abonné en trames successives. Donnons une image : si l'on assimile le message d'un abonné aux dents d'un peigne, le multiplexage temporel revient à superposer les peignes des différents abonnés en les décalant légèrement les uns par rapport aux autres. A partir de N canaux de débit D, le multiplexage temporel constitue une chaîne de bits de débit NxD en prenant successivement les premiers bits de chacun des canaux, puis les seconds, etc.... En pratique, le signal résultant, aussi appelé agrégat, est la combinaison des différents canaux codés individuellement et décalés temporellement au moyen de lignes à retard optiques. A la réception, chaque canal temporel est "démultiplexé" puis acheminé vers son destinataire. On peut réaliser électroniquement les fonctions de multiplexage/démultiplexage temporel, avec des circuits intégrés ultra-rapides (il existe des démonstrations de laboratoire atteignant 40 Gbits/s). Toutefois, le coût prohibitif de ces circuits pour les très hauts débits suggère d'effectuer le multiplexage temporel par des moyens purement optiques, une voie actuellement explorée.

I.2.1.2 Multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing)

⁸ Time Division Multiplexing

A coté du multiplexage temporel largement utilisé pour obtenir des débits élevés, une nouvelle génération se développe depuis le milieu des années 1990, il s'agit du multiplexage en longueur d'onde (WDM) avec un débit normalisé (OC.48/STM-16) par porteuse optique égal à 2,5 Gbits/s [14];

Le premier multiplexage en longueur d'onde fut effectué en 1994 avec deux longueurs d'onde [15]. Deux coupleurs biconiques fusionnés étaient alors utilisés pour combiner deux signaux dans une même fibre optique. Les systèmes utilisés alors combinaient essentiellement les longueurs d'onde de 1310 nm et 1550 nm avec une vitesse de transmission de 2.5 Gbits/s sur chaque longueur d'onde, soit un total de 5 Gbits/s sur toute la fibre.

La longueur d'onde devenait la nouvelle entité au centre du réseau, la capacité transmise par la fibre optique augmentait considérablement. Dans cette nouvelle technologie, il n'est pas nécessaire de synchroniser les signaux affluents, la dimension des équipements est réduite, les débits traités sont plus élevés, la matrice de connexion interne est indépendante du débit et du format des signaux, les mécanismes de protection et de restauration sont efficaces, le programme du système de supervision réseau est allégé.

Dans le multiplexage en longueur d'onde, plusieurs signaux sont transmis simultanément sur fibre mais à différentes longueurs d'ondes. Chaque canal, constitué par des signaux émis avec une longueur d'onde déterminée, est multiplexé dans le temps ; la capacité du système est le nombre de longueur d'onde utilisée par le débit du canal [14].

La fibre optique monomode standard présente trois fenêtres spectrales de transmission. Deux d'entre elles (la deuxième et la troisième) sont caractérisées par de faibles atténuations (inférieures à 1dB/km) : la deuxième fenêtre centrée autour de la longueur d'onde de 1300 nm avec des pertes de l'ordre de 0,5 dB/km et la troisième fenêtre (bandes 'S+C+L') qui est située autour de la longueur d'onde de 1550 nm avec des pertes théoriques de l'ordre de 0,18 dB/km. C'est autour de ces deux fenêtres à faibles atténuations qu'a lieu le multiplexage en longueurs d'onde. Ces deux fenêtres sont découpées en cinq bandes : O entre 1 260 et 1 360 nm, E entre 1 360 et 1 460 nm, S entre 1 460 et 1 530 nm, C entre 1 530 et 1 565 nm, et L entre 1 565 et 1 625 nm. Tout cela sans compter NTT, qui, avec une fibre dopée au thulium, offre désormais une nouvelle ouverture en ayant réalisé la transmission de huit canaux entre 1 467 et 1 478 nm. La norme ITU- T G692 définit la plage de longueurs d'ondes dans la fenêtre de transmission de 1530 à 1565 (la bande C). L'espacement normalisé entre 2 longueurs d'ondes est de 1,6 ou 0,8 nm. La technologie DWDM est une extension du WDM en ce sens qu'ici, l'espacement entre les canaux est de plus en plus petit en vue d'assurer le maximum de longueurs d'ondes sur une même fibre (de l'ordre de 0,4 nm). On

parle même de l'Ultra- Dense Wavelength Multiplexing (UDWM) où l'espacement entre canaux peut diminuer jusqu'à 0,2 nm [16].

I.2.2 Réseaux optiques

Les amplificateurs optiques évitent toute conversion optique/électrique ; ils aptes au transport des hauts débits ; ils sont constitués d'une lampe laser à 980nm et de fibre dopée à l'erbium, et permettent un gain de 10.6 dB/Km. Mais l'amplification dans un filtrage n'étant pas linéaire sur toute la gamme de longueur d'onde, ils disposent d'un système de filtrage lissant la courbe autour du signal à 1 560nm, permettant ainsi à toutes les longueurs d'onde de disposer de la même puissance de sortie. La perte de deux amplificateurs peut être supportée par la liaison sans dégrader de façon significative le signal, ce qui permet de poursuivre l'exploitation.

Traditionnellement, les réseaux de communications sont classés en trois catégories en fonction de leur taille :

- les réseaux étendus (WAN⁹) : Ils se caractérisent par des transmissions à haute capacité, sur de grandes distances et entre un faible nombre de points d'accès. Ils comprennent notamment les liaisons transocéaniques et privilégient la technologie WDM pour permettre l'acheminement rapide des informations,
- les réseaux locaux (LAN¹⁰) qui couvrent une zone géographique beaucoup plus réduite comme un campus, une entreprise, et présentent de nombreux points d'accès. Ici, c'est le multiplexage temporel qui domine,
- les réseaux métropolitains (MAN¹¹) qui font la jonction entre les deux types de réseaux précédents. Les deux formes de multiplexage y sont utilisées mais le WDM prend de plus en plus d'importance au vu de l'accroissement de la demande et des nouvelles architectures proposées [16].

Dans l'architecture actuelle, deux couches sont essentiellement utilisées dans les réseaux de transport terrestre, la couche de services offerts aux clients et la couche SONET/SDH¹². Cette dernière assure de nombreuses fonctions, le multiplexage temporel de signaux affluents en signaux de débits plus élevés, le transport de ces signaux organisés en trames numériques via des interfaces optiques, l'établissement de connexions (spatiales ou

⁹ Wide Area Network

¹⁰ Local Area Network

¹¹ Metropolitan Area Network

¹² SONET (Synchronous Optical Network) : réseau optique synchrone américain créé en 1984; son équivalent européen est le SDH (Synchronous Digital Hierarchy)définie à la fin des années 1980 par le CCITT

temporelles), la gestion des équipements et du réseau. Dans cette couche, des nœuds ADM¹³ comprenant des multiplexeurs d'insertion/extraction et des répartiteurs brasseurs numériques DXC¹⁴ SONET/SDH convertissent les signaux optiques en signaux électriques à l'entrée du nœud et procèdent inversement à la sortie du nœud vers un autre nœud. Ces opérations sont complexes et lourdes à mettre en œuvre. La mise en place d'une nouvelle couche optique paraît s'imposer, au-dessus des deux couches citées plus haut, pour mieux gérer le trafic de signaux SONET/SDH de plus en plus important dans les réseaux en forte croissance. Dans cette couche seront introduits des nouveaux équipements à vocation optiques pour le transport des hauts débits : des OADM¹⁵ (multiplexeurs d'insertion/extraction de signaux optiques), ces équipements permettent d'ajouter ou d'extraire des signaux optiques sans convertir les signaux optiques en signaux électriques ; l'insertion/extraction de signaux optiques sont effectuées par des filtre ou démultiplexeurs et des brasseurs optiques OXC¹⁶, un brasseur optique dispose de plusieurs fibres d'entrée et de plusieurs fibres de sortie transportant chacune plusieurs canaux. Le brasseur est chargé d'effectuer la connexion des signaux d'entrée et de sortie. Il met en œuvre les fonctions de commutation (spatiale) de fibre, la commutation et la conversion de longueur d'onde. Ces équipements permettent d'assurer une reconfiguration dynamique spatiale et temporelle apte à router un ou plusieurs canaux sans arrêter l'exploitation, une restauration et une protection à haut niveau, donc de mieux exploiter la capacité des fibres optiques et permettent de plus à la transmission WDM de s'étendre d'une simple connexion point à point à une connexion point à multipoints. Dans cette couche seront traitées directement les porteuses optiques de 2,5 à 10 Gbit/s au lieu du conteneur virtuel SDH d'un débit maximum de 155 Mbit/s. Cette nouvelle organisation doit réduire la taille, la complexité et le prix des nœuds optiques, en évitant en particulier les démultiplexages nécessités par la matrice de connexion qui ne peut actuellement traiter des signaux qu'au débit maximum de 155 Mbit/s.

Les progrès technologique sur les répéteurs puis sur les amplificateurs, ont permis de passer de 8 000 circuits par paire de fibres en 1994 à 240 000 en 1998 et après de deux millions en 2 000. Actuellement, les laboratoires des constructeurs travaillent sur des commutateurs optiques capables d'intervenir sur trames d'informations sans transposition optoélectronique. Le but recherché est d'optimiser les trois paramètres : le nombre de

¹³ ADM : Add-Drop Multiplexer

¹⁴ DXC : Digital Cross Connect

¹⁵ OADM : Optical Cross Add-Drop Multiplexer

¹⁶ OXC : Optical Cross Connect

longueurs d'onde, le débit binaire par longueur d'onde, la portée, et d'aboutir à la solution la plus performante et la plus économique.

Dans la course au débit, on peut citer trois successions de résultats expérimentaux :

- multiplication du nombre des canaux en utilisant la WDM ; c'est le choix fait par le constructeur Lucent en prenant 100 canaux à 10 Gbit/s sur 400 km.
- Accroissement du débit de chaque canal en utilisant la TDM qui s'accompagne d'un élargissement de la bande passante, les spectres des canaux doivent être bien séparés, les effets de dispersion chromatique et de polarisation ainsi que les effets non linéaires doivent être neutralisés.

Combinaison des multiplexages spectral et temporel. C'est la solution retenue par France Télécoms qui consiste à appliquer la WDM sur des solitons, réduisant ainsi les phénomènes de dispersion et les effets non linéaires. L'expérience a porté sur un nombre de canaux de 20 Gbit/s limité à 50. Il a été possible de transporter un Térabit à la seconde sur 1 000 km et avec des pas de 100 km entre les amplificateurs [14].

Conclusion :

Dans nos jours, on assiste à un élargissement de la bande passante utilisable en télécommunication optique avec, en plus l'utilisation de la bande C (1530-1565nm), l'utilisation récente de la bande L (1565-1605nm) puis la bande S (1485-1525nm). De plus, la technologie WDM tend vers le DWDM et récemment vers l'U-DWDM ce qui induit une densification du multiplexage et une multiplication des canaux disponibles.

De nombreuses perspectives s'ouvrent, en portant par exemple le débit par canal à 40 Gbit/s. Le résultat a été obtenu avec la bande habituelle d'amplification (1 530-1 560 nm). La capacité pourrait être doublée en utilisant une deuxième bande (1 570- 1 600 nm) et des amplificateurs plus performants. Pour parvenir aux réseaux tout optiques, il faudra disposer d'équipements qui assurent le routage en longueur d'onde, de brasseur et de multiplexeurs optiques ainsi que de convertisseurs de longueurs d'onde.

Toutefois malgré le développement de la transmission DWDM à haut débit, l'arrivée du réseau tout optique ne sera pas immédiate pour des raisons économiques, la gestion de bout en bout des canaux optiques imposera pendant une période transitoire la coexistence de solutions hybrides électriques/optiques.

A la suite d'un véritable compromis technologique à résoudre, de nouvelles technologies impliquant un besoin de composants plus précis et à coût réduit sont nécessaires. C'est dans cet ordre d'idée que nous aborderons le deuxième chapitre où nous tenterons de résoudre ces problèmes.

Chapitre II :

Composants de fibres optiques

Préface :

Pour que la lumière puisse se propager dans les fibres sur des distances importantes, supérieures à une centaine de kilomètres, il a été nécessaire de mettre en œuvre des techniques d'amplification et de régénération du signal.

La technique classique, basée sur l'amplification électronique, nécessite donc périodiquement une conversion optique-électrique du signal et vice-versa. Seulement, tant les capacités restreintes (conversion optoélectronique, complexité du système multicanaux) que le coût de ces systèmes conduisent à mettre au point des techniques d'amplification optique, basées sur les propriétés de fluorescence des terres rares.

La fin des années 80 a vu se développer l'amplification optique à 1,55 μm , par les fibres silice dopées à l'erbium, offrant une solution pour les réseaux fonctionnant à cette longueur d'onde.

Une grande partie des lignes installées dans le monde utilisent cependant la deuxième fenêtre de télécommunication, à 1,3 μm . Les efforts ont donc rapidement porté sur le développement de techniques analogues pour cette longueur d'onde.

II.1 Voies de recherche pour les matériaux dans le domaine des fibres optiques

Les terres rares qui présentent des émissions autour de 1,3 μm sont les ions de néodyme et le praséodyme, malheureusement inopérants dans la silice. Les verres de fluorure (V.F), en plus d'une atténuation théorique extrêmement faible, présentent les propriétés optiques, spectroscopiques et thermomécaniques indispensables pour obtenir des fibres amplificatrices. Ces matériaux sont des matrices favorables pour les émissions des ions terre rare [4].

II.1.1 Verres de fluorures (VF)

Les V F représentent une partie de la grande famille des verres halogénés beaucoup étudiés actuellement. Les verres qui résultent de mélange de fluorure de métaux lourds présentent un spectre de transparence qui s'étend de l'UV à l'IR de 7 à 9 μm , ce qui donne la possibilité de travailler dans la gamme de longueurs d'onde où les verres à base de silice sont opaques.

Aussi, les phénomènes responsables des pertes optiques dans la zone de transparence d'un matériau ont deux origines déjà vu au paragraphe I.1.5.3: les facteurs de pertes

intrinsèques, inhérents au matériau lui-même et les facteurs extrinsèques, liés à la qualité réelle du matériau [4].

Grâce à leur large fenêtre de transmission naturelle, les V F trouvent des applications en optique active, en particulier dans les domaines où la silice est inopérante. On distingue trois grandes catégories d'applications : les lasers IR aux longueurs d'onde supérieures à 2 μm , pour les applications médicales, la détection et l'analyse. Les lasers et amplificateurs optiques aux longueurs d'onde télécommunications (0.8, 1.3 et 1.55 μm). Les lasers aux longueurs d'onde visibles (bleu, vert) obtenues par pompage dans l'IR (addition de photons) [4].

II.1.2 Amplification optique

Ces amplificateurs se répartissent, en fonction du milieu qui les compose, en deux catégories : les amplificateurs à semi-conducteurs et ceux à fibre [13].

II.1.2.1 Amplificateurs à semi-conducteurs

L'élément fondamental d'un amplificateur à semi-conducteurs est une hétéro-structure, c'est à dire une jonction p-n à l'intérieur de laquelle est insérée une couche d'environ 0,1 mm d'un matériau semi-conducteur de bande interdite plus faible que celles des zones avoisinantes mais de structure cristalline très proche. Cette couche centrale, aussi appelée zone active, sert à confiner à la fois les porteurs de charge (électrons et trous) et les photons créés. Si l'on utilise des matériaux de bande interdite directe et qu'on injecte des porteurs par polarisation de la jonction dans le sens direct, le passage d'un photon de longueur d'onde correspondant à la bande interdite de la zone active provoque l'émission de photons à la même longueur d'onde par recombinaison radiative d'électrons avec des trous [17]. L'amplification du signal optique résulte alors de cette production de photons, connue sous le nom **d'émission stimulée**. Les matériaux utilisés, combinés à des propriétés du laser permettent d'avoir une amplification de 30 dB sur une bande spectrale supérieure à 70 nm, en particulier, lorsque la zone active n'est pas faite d'un seul matériau mais d'un empilement de plusieurs semi-conducteurs constituant une structure à multi- puits quantiques (un puits quantique étant une couche de matériau d'épaisseur de l'ordre de 1 à 10nm) [17].

Ces dernières caractéristiques feront de bons amplificateurs en ligne (entre émetteur et récepteur) dans l'absence des effets non linéaires. En effet, la saturation du gain et le mélange à quatre-ondes peuvent être obtenus de façon efficace dans ces composants, ce qui crée des distorsions de signal et une diaphonie inter-canal importantes dans les systèmes multicanaux. A cela, deux autres inconvénients s'ajoutent: la dépendance relativement importante du gain des matériaux à la température et un couplage non idéal avec les fibres optiques [16].

II.1.2.2 Amplificateurs à fibre

Les amplificateurs à semi-conducteurs possèdent des gains et des bandes passantes intéressantes mais les effets non linéaires ne les rendent pas attractifs pour l'amplification en ligne. Pour corriger ces inconvénients et éviter les problèmes de couplage avec la fibre, la recherche d'amplificateurs basés sur les fibres optiques a été favorisée. Les différents travaux permettent de démontrer que l'amplification dans les fibres peut être de natures distinctes. Soit, comme précédemment, l'amplification est de type émission stimulée et l'on a affaire à un amplificateur à fibre dopée, soit elle provient de l'interaction photons/phonons (effet Raman ou Brillouin) et l'on parle alors d'amplificateurs non linéaires.

a. Amplificateurs à fibre dopée :

Les amplificateurs à fibre dopée ont été introduits dès 1964 [18] et commercialisés au début des années 1990. Il s'agit de morceaux de fibres optiques de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres dans le cœur desquelles ont été ajoutés des ions de terre rare à une concentration de 0.1 % environ. Le dopant le plus utilisé est l'erbium qui permet d'obtenir du gain sur la fenêtre spectrale «C»¹⁷ qui couvre les longueurs d'onde de 1528 à 1563 nm.

Lorsqu'un signal laser de longueur d'onde plus faible (980 ou 1480 nm) dit signal de pompe est envoyé dans la fibre, les dopants passent dans un état de plus haute énergie (approximativement 1.27 eV) dit excité. Le passage d'un photon dans la bande de gain stimule les ions excités à relâcher des photons de même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation, et même directivité spatiale que le photon incident et on retrouve le phénomène d'amplification par émission stimulée [18]. La nature de la radiation (relaxation d'ions) fait que la dynamique de ce milieu est généralement plus lente que celle des amplificateurs à semi-conducteur. Cependant, le gain est quasi indépendant de la température.

La capacité d'amplification multicanaux de ces amplificateurs et les augmentations de débit de transmission tendent à accroître la bande d'amplification et, en conséquence, à développer des amplificateurs à gain plat pour les bandes «L»¹⁸, «S»¹⁹ ou pour la région autour de 1310 nm. Des solutions prometteuses à base d'ions erbium et de filtres de Bragg utilisant d'autres matrices que la silice [19], ont été proposées pour la bande «L». D'autres

¹⁷ Pour Central Wavelengths, une des fenêtres spectrales utilisées en télécoms optiques

¹⁸ Long Wavelengths : fenêtre allant de 1575 à 1610 nm

¹⁹ Short Wavelengths : fenêtre spectrale allant de 1480 nm à 1525 nm

terres rares ont aussi été incluses notamment les ions praséodyme pour la région autour de 1310 nm, les ions thulium pour la bande «S» [20]. On souligne, de plus, que, par nature, l'émission stimulée amplifie tout signal dont la longueur d'onde est dans la bande de gain. En particulier, les photons produits par la relaxation des atomes excités en l'absence de photon incident (**dite émission spontanée**) créent un signal en sortie de l'amplificateur appelé **émission spontanée amplifiée (ASE²⁰)**. Cette ASE peut pénaliser les transmissions où plusieurs amplificateurs sont mis en cascade.

b. Amplificateurs non-linéaires

Contrairement aux deux précédents types d'amplificateurs que nous avons introduits, l'amplification dans ces composants ne repose pas sur une émission stimulée mais sur l'utilisation d'un des phénomènes NL non-résonnants : les effets Raman ou Brillouin étudiés dans le paragraphe I.1.5.4.

L'utilisation volontaire d'un laser de pompe émettant un signal de forte puissance dont la direction et la longueur d'onde sont choisies en fonction du type d'amplification (Raman ou Brillouin) désiré permet de provoquer les transferts d'énergie et conduit à la réalisation d'amplificateurs optiques non-linéaires. Cependant, la faible efficacité de la conversion de puissance fait que de grandes distances de propagation (>1 km) sont généralement requises.

L'écart de 11 GHz entre la longueur d'onde pompe et le signal (dans le cas d'une diffusion Brillouin) a restreint l'utilisation des amplificateurs à effet Brillouin au développement de quelques sources optiques. Au contraire, les amplificateurs à effet Raman sont des alternatives intéressantes aux amplificateurs à fibre dopée tant pour l'amplification à 1,3 μm qu'à 1,55 μm et font partie de l'arsenal des techniques utiles, entre autre, pour l'aplanissement du gain d'amplificateurs large bande ou la compensation des effets Raman dans les réseaux WDM à 1,55 μm . Leur pompage est souvent réalisé en combinant l'émission laser de plusieurs lasers à semi-conducteur de longueurs d'onde différentes afin d'obtenir la distribution spectrale du gain désirée (uniforme ou non).

II.1.3 Amplification optique aux longueurs d'onde Télécommunications

Si les performances des V F sont incompatibles avec des applications longues distance, elles sont par contre tout à fait suffisantes pour les applications fibres-laser et amplificateur optique. Dans ces domaines, en effet les longueurs de fibre requises n'excèdent pas une ou deux dizaines de mètre.

²⁰ Amplified Spontaneous Emission

L'amplification à 1,3 μm peut être réalisée par dopage avec des ions néodyme ou praséodyme, tandis que l'erbium est utilisé à 1,55 μm .

II.1.3.1 Amplification à 1,55 μm par l'erbium

L'amplificateur à fibre optique dopée à l'erbium (EDFA²¹) constitue un élément de base dans l'amplification optique, il a été inventé au début des années 1990. Moins onéreux que le régénérateur, cet amplificateur, qui peut amplifier simultanément plusieurs longueurs d'onde, permet de supprimer l'électronique rapide immergée et d'augmenter le débit de transmission d'une façon fiable. C'est ainsi qu'il a été possible d'obtenir un débit de 5 Gbits/s par paire de fibres optiques sur les câbles transatlantiques. Un débit de 20 Gbit/s a été atteint en multiplexant 8 canaux à 2.5 Gbit/s ; ce chiffre peut être dépassé en augmentant le nombre de canaux et le débit par canal [14].

Actuellement, on assiste à un élargissement de la bande passante des EDFA – donc de la bande passante utilisable en télécommunication optique – avec, en plus l'utilisation de la bande C (1530-1565nm), l'utilisation récente de la bande L (1565-1605nm) puis le développement de la bande S (1485-1525nm). De plus, la technologie WDM évolue vers le DWDM (largeur du canal inférieure à 0.8nm) et très récemment vers le U-DWDM (largeur du canal inférieure à 0.4nm) ce qui induit une densification du multiplexage et une multiplication des canaux disponibles. Sur le strict plan des performances en termes de gain, la silice apparaît comme la meilleure solution avec des gains accessibles supérieurs à 50 dB. Cependant, du point de vue des télécommunications, les V. F. représentent une alternative intéressante. Bien que plus modestes, les gains observés sont largement suffisants, avec des valeurs de plus de 30 dB.

L'atout des V F réside dans la platitude du gain en fonction de la longueur d'onde, typiquement entre 1535 et 1565 nm, comme le montre la figure I.13 où la réponse de l'amplificateur silice est également reproduite pour comparaison. Cette propriété est particulièrement importante lorsque le multiplexage en longueur d'onde est envisagé, car elle permet de ne pas trop aggraver la distorsion du signal malgré la multiplication des étages d'amplification.

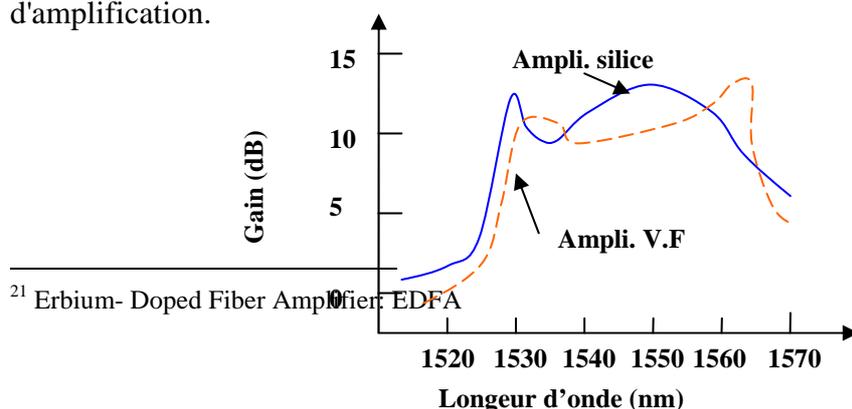


Fig.II.1 : Spectre de gains comparés d'amplificateurs optiques à fibre de silice et fluorée

Comme il existe maintenant des moyens optiques pour **aplanir la courbe** de gain, et la connexion entre deux matériaux de natures différentes (d'indices différents) étant source de pertes supplémentaires, les amplificateurs à fibres silice sont fréquemment préférés.

II.1.3.2 L'amplification à 1,3 μm par le néodyme

Malheureusement, pour observer du gain à 1,3 μm , il est indispensable de limiter l'émission spontanée à 1,05 μm , et l'obtention de gains élevés est incertaine dans ces conditions. Les meilleurs gains annoncés, sont de 7 et 10 dB à 1,319 et 1,343 μm (1990). Les performances limitées de l'amplification par le néodyme ont conduit à porter les efforts sur le praséodyme.

Pour obtenir des valeurs de gain intéressantes, il est nécessaire d'utiliser des fibres amplificatrices répondant à un cahier de charges sévère ; il faut en effet pouvoir cumuler un diamètre de cœur très faible, une grande ouverture numérique et une atténuation faible à la longueur d'onde du signal.

Enfin, l'amplification à 1,55 μm avec l'erbium a été développée en quelques années autant dans les fibres silices que fluorées avec des résultats similaires.

L'amplification à 1,3 μm n'atteint pas le niveau des amplificateurs à 1,55 μm facilement. Pour obtenir des conditions favorables pour l'amplification à 1,3 μm , il faut une matrice qui présente de faibles énergies de phonons, et qui soit à la fois susceptible d'être obtenue sous forme de fibres monomodes, à grande ouverture numérique, et de faible atténuation.

Les verres de fluorures de métaux lourds, qui présentent de faibles énergies de phonons sont donc des matériaux privilégiés pour la réalisation de l'amplification dans la deuxième fenêtre télécommunication (1,29-1,33 μm) [4].

II.2 Transmission par solitons

La propagation dans une fibre optique monomode est modélisée par l'équation de Schrödinger normalisée qui rend compte de tous les phénomènes linéaires et non- linéaires qui ont lieu dans la fibre [21]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (\text{II.1})$$

où (z,T) sont respectivement la distance et le temps de propagation, $A(z,T)$ est l'enveloppe complexe du champ optique. α l'atténuation linéique, β_2 est lié à la dispersion chromatique D de la fibre et γ est le coefficient de l'effet de Kerr.

Quoique l'équation (II.1) décrit la plupart des signaux, elle peut être améliorée en incluant, de façon plus réaliste, les effets non-linéaires inélastiques comme l'effet Raman et l'effet Brillouin qui deviennent importants dans les signaux de très courte durée et de puissance élevée. On aboutit alors à l'équation de Schrödinger généralisée [21]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] = 0 \quad (\text{II.2})$$

où $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda}$ est la fréquence optique de la porteuse et T_R est le retard de la réponse Raman.

- Le deuxième terme de l'équation (II.2) décrit les pertes dues aux phénomènes d'absorption.
- Le troisième terme décrit la dispersion d'ordre 2
- Le quatrième terme décrit la dispersion d'ordre 3 (on peut inclure également les dispersions d'ordres élevés)
- Le cinquième terme décrit l'auto-modulation de phase
- Le sixième terme inclut l'effet d'auto-raïdissement de l'impulsion induit par l'effet Raman ou Brillouin
- Le septième terme décrit le retard que met la réponse Raman ou Brillouin avant d'apparaître.

On définit le paramètre utile :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.3})$$

Selon les paramètres du milieu de propagation et de la nature de l'onde qui s'y propage, nous avons quatre cas de figure :

- Si la longueur L de la fibre est telle que $L \ll L_D$ et $L \ll L_{NL}$, aucun des effets dispersifs ou linéaires n'est significatif; la fibre joue alors un rôle passif dans ce cas de figure et le signal se propage sans distorsion (surtout si l'atténuation est entre temps compensée par des fibres dopées à l'erbium par exemple),
- Si $N \ll 1$, la dispersion en groupe de vitesse est prédominante et les effets non-linéaires négligés. C'est le cas de la plupart des communications terrestres. Le seul défi à relever dans ce cas est alors la compensation de la dispersion.

- Si $N \gg 1$, les effets non-linéaires comme la XPM et la SPM sont prédominants et la dispersion négligeable. C'est le cas des communications trans-atlantiques où l'intensité du signal est assez élevée pour induire l'effet de Kerr, responsable de la SPM et de la XPM.
- Si la longueur de la fibre est comparable à L_D et L_{NL} , les effets non-linéaires et la dispersion en groupe de vitesse coexistent dans la fibre et peuvent interagir entre eux.

Dans le dernier cas où la GVD et la SPM (ou XPM) coexistent dans la fibre, la SPM accroît le taux d'élargissement pour un régime de dispersion normale et fait décroître ce taux pour un régime de dispersion anormale. Il y a élargissement du spectre des impulsions qui vont subir la dispersion chromatique. Dans la région de dispersion normale, on a un élargissement temporel de l'impulsion. Par contre, dans la région de dispersion anormale, l'élargissement spectral provoque un rétrécissement temporel.

En régime de dispersion anormale, les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences. En opposition, l'auto-modulation de phase induite par effet Kerr optique se traduit par la génération de basses (hautes) fréquences sur le devant (derrière) de l'impulsion. Ainsi, sous certaines conditions, un équilibre exact peut s'instaurer et l'effet Kerr maintient alors en phase les composantes fréquentielles qui se seraient étalées par dispersion. L'impulsion qui en résulte, appelée soliton fondamental, se propage sans distorsion le long de la fibre [22].

Il apparaît alors, d'une façon générale que les sources de distorsion proviennent de deux effets distincts :

- La dispersion chromatique (par β_2) qui joue à la fois sur la phase et l'amplitude de A
 - L'effet Kerr qui déphase A en fonction de sa puissance
- Suivant la valeur de β_2 et de la puissance en ligne, l'un ou l'autre de ces deux effets peut prédominer.

$B_2 < 0$ (régime normal)

Pour des valeurs de dispersion négative même faibles, il y a *coopération* entre l'effet Kerr et la dispersion et les impulsions s'élargissent très vite, avec la conséquence d'apparition d'interférences entre symboles rapidement insupportables.

$B_2 > 0$ (régime anormal)

Quand la dispersion est positive, les deux effets ont plutôt tendance à s'opposer et il y a généralement apparition d'instabilité de modulation (*explosion* en impulsions beaucoup plus fines et instables, et élargissement démesuré du spectre optique).

Le soliton est la solution à la recherche d'un équilibre stable dans ce régime de propagation.

Il s'agit en fait d'une impulsion de forme, de largeur et de puissance données se propageant dans une fibre de dispersion chromatique (positive) donnée : lorsque toutes ces conditions sont réunies, il y a propagation stable à l'infini (en omettant évidemment le terme de perte linéique de la fibre pourtant bien présent). Plus précisément, le soliton est une

impulsion de forme générique

$$A(z, t) = \sqrt{P_c} \operatorname{Sech} \left(\frac{t}{\tau} \right)$$

(II.4)

Où P_c , puissance crête, et τ , largeur caractéristique de l'impulsion, sont liées par :

$$\tau^2 P_c = f(\beta_2, \gamma).$$

Il existe d'autres classes de solitons que le soliton fondamentale, à savoir les solitons gris les solitons vectoriels, les solitons discrets ou les solitons à parois de domaines. Pour une étude plus détaillée sur les solitons, nous invitons le lecteur à consulter l'ouvrage de MM. Youri Kishar et Govind Agrawal paru en 2003 (*'Optical Solitons, from fibers to crystals'*) explicite à ce sujet.

II.3 Fibres à cristaux photoniques (PCF)

En raison de leur intérêt croissant et de leur utilisation imminente dans les systèmes de communications optiques qu'on va parler d'un nouveau type de fibres optiques apparu depuis quelques années: il s'agit des fibres optiques microstructurées (FOM) aussi appelées fibres à cristaux photoniques, fibres à bande photonique interdite, fibres air- silice, ces fibres sont constituées d'une matrice (en silice ou en polymère) dans laquelle se trouvent, sur toute la longueur de la fibre, des inclusions de bas indice optique (le plus souvent de simples trous; [17]. Ces nouvelles fibres sont intéressantes à la fois du point de vue théorique et du point de vue technologique pour les télécommunications ou pour le transport d'énergie lumineuse. Elles possèdent en effet des propriétés que n'ont pas les fibres optiques classiques [17]. Pour certaines configurations (quand la zone périphérique du cœur présente une structure de type cristal photonique), le confinement de la lumière peut être assuré alors que l'indice du cœur (celui du vide, par exemple) est inférieur à l'indice moyen périphérique et ce par le phénomène dit des 'bandes photoniques interdites'. Ces fibres microstructurées peuvent aussi présenter des propriétés très spécifiques: caractère quasi-monomode sur un très grand

intervalle de longueur d'onde (parfois sur une plage de plus de 1000 nm), dispersion chromatique ultra-plate ou de pente contrôlée, renforcement des effets NL par une petite surface effective.

Deux phénomènes physiques permettent le guidage par microstructure de trous dans une fibre optique : celui de réflexion totale interne et les bandes interdites photoniques. Le premier consiste à faire varier, grâce aux trous, l'indice effectif moyen dans la gaine de la fibre. Dans ce cas, le cœur de silice possède un indice supérieur à la gaine microstructurée ce qui confine la lumière. Le second utilise les propriétés récemment découvertes de bande interdite photonique. Lorsqu'une structure d'indice périodique possède des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde, la propagation de certaines longueurs d'onde peut être prohibée dans la direction de la périodicité. Ce phénomène est utilisé pour interdire la propagation du faisceau hors de la zone de cœur. Ce procédé permet d'obtenir des fibres dont l'indice du cœur peut être faible comme c'est le cas pour les fibres à cœur creux.

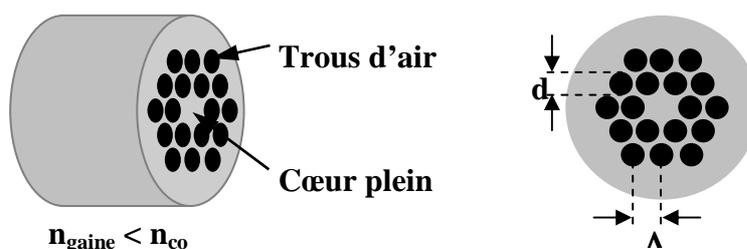


Fig.II.2 : Fibre optique microstructurée

Depuis la première démonstration expérimentale par Knight *et alii* en 1996, l'intérêt pour ce sujet a dramatiquement augmenté en regard de sa fertilité. Plusieurs types de FOM ont été développés pour plusieurs domaines comme les télécommunications, les capteurs ou le biomédical.

Les applications directes des fibres optiques microstructurées concernent :

- Le contrôle de la dispersion : Ce contrôle est obtenu en jouant sur les dimensions des trous et leur positionnement,
- Le contrôle de la non-linéarité : Afin d'obtenir des effets NL très faibles, il suffit de grossir le mode propagé, ce qui permet d'éviter des intensités où les effets non linéaires deviennent sensibles. La fibre microstructurée à large mode permet un tel grossissement tout en préservant le caractère monomode,
- Faibles pertes aux courbures : En combinant une fibre classique dopée au Germanium avec une microstructurée, ou en utilisant une fibre microstructurée adaptée, il est possible de diminuer énormément les pertes par courbures

- Contrôle de la polarisation : Les FOM permettent d'obtenir une haute biréfringence [16].

II.4 Réseaux de Bragg

Le réseau de Bragg est un composant optique très utilisé dans les nouveaux systèmes de transmission optique. On distingue déjà plusieurs types de réseaux de Bragg : les réseaux de Bragg à pas variable et les réseaux de Bragg classiques (dont le pas est constant), ces dernières peuvent être à court pas ou bien à long pas.

L'avantage de ce composant, est qu'il est capable de résoudre certains problèmes liés à la dispersion chromatique, en se basant sur un principe assez simple : puisque la dispersion du guide est due au fait que toutes les longueurs d'ondes ne se propagent pas à la même vitesse, il faut donc faire parvenir plus de chemin aux plus rapides et moins à celles qui sont lentes. Ceci est assuré par une succession non périodique de couches d'indice haut et d'indice bas ; c'est le réseau de Bragg à pas variable, connue aussi sous le terme « chirpé »

Dans notre étude, on va s'intéresser aux réseaux de Bragg classique c'est-à-dire à pas constant. Mais on mettra surtout l'accent sur les réseaux de Bragg à long pas (LPFG pour Long Period Fiber Grating). Ce composant est utilisé en télécommunication dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde WDM, pour l'insertion ou l'extraction des longueurs d'ondes, ou comme filtre réjecteur de bandes, ou encore comme égaliseurs de gains des amplificateurs EDFA. Par ailleurs, ce composant est très répandu aussi en instrumentation, on l'utilise comme capteur de température, de pression, d'étirement ou encore comme capteur de pollution dans les milieux gazeux et aqueux.

II.4.1 Historique

C'est en 1915 que Sir William Henri Bragg et son fils William Lawrence Bragg reçurent le prix Nobel de physique pour leur étude de la diffraction des rayons X par le réseau des substances cristallines [23]. C'est en guidant un puissant rayon laser dans une fibre optique dopée au germanium, qu'en 1978, l'inscription de réseaux de Bragg fut réalisée pour la première fois par K.O. Hill du CRC (*Communication Research Center* à Ottawa) [24]. Une réflexion du rayon laser est observée dans la fibre est créée une onde stationnaire qui à son tour produit par photosensibilité une modulation périodique de l'indice de réfraction le long de l'axe de la fibre. Ensuite, le processus de fabrication sera révolutionné par l'invention du masque de phase par K.O. Hill en produisant des franges d'interférences de laser UV sur la surface de la fibre [23]. C'est en 1996 que l'on remarqua la possibilité d'écrire des réseaux de Bragg à long pas – c'est-à-dire avec une période de modulation d'indice de quelques centaines de micromètres – ainsi que leur propriété de filtrage en longueur d'onde [25]. Cette

découverte s'inscrivait dans la notion de communication « tout-optique » qui venait d'émerger quelques années plus tôt notamment avec l'amplification optique passive par des EDFA dans les années 80.

Par la suite, grâce à une intensification des recherches, d'autres méthodes de fabrication ont vu le jour et laissent entrevoir une multitude d'applications en particulier dans le domaine des télécommunications. On peut citer son utilisation dans le multiplexage en longueur d'onde afin de sélectionner les canaux à transmettre ainsi que dans l'amplification optique où les LPFGs permettent d'aplanir la courbe de gain des EDFA qui présentent le désavantage d'avoir un pic d'intensité vers 1530nm[23].

Ces nouvelles technologies impliquent un besoin de composants toujours plus précis, fiable et à faible coût. C'est alors à un véritable défi technologique qu'il convient de répondre et par leur nombreuses qualités, les LPFGs constituent une solution potentielle.

II.4.2 Réseaux de Bragg à pas court ou FBG

L'écriture des réseaux de Bragg à pas court ou FBG consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre le long de son axe avec une période généralement inférieure au micromètre. Dans le cas d'une fibre monomode, de tels réseaux provoquent un couplage du mode guidé fondamental avec le mode guidé contra-propagatif à une longueur d'onde donnée. Ainsi, lorsque de la lumière blanche est injectée dans la fibre, une longueur d'onde est réfléchie alors que les autres sont transmises (Figure II.3). On appelle cette longueur d'onde la longueur d'onde de Bragg. La relation entre la période du réseau et la longueur d'onde réfléchie est la suivante :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_e \cdot \Lambda \quad (\text{II.5})$$

Où n_e est l'indice effectif du mode fondamental et Λ est la période du réseau.

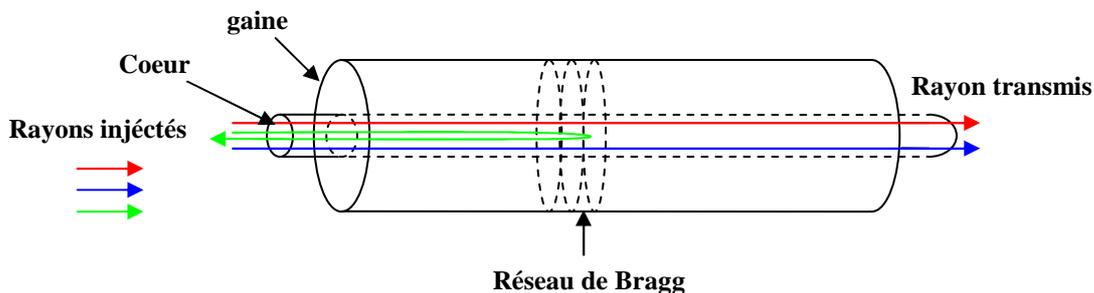


Fig.II.3: Spectre de transmission d'un réseau de Bragg classique

Les caractéristiques finales d'un réseau de Bragg dépendent des paramètres d'inscription comme le type de source externe et la puissance utilisée, la longueur L sur

laquelle il est inscrit, l'indice effectif n_{eff} de la fibre, l'amplitude de la modulation d'indice Δn , ou encore la période Λ de cette variation d'indice.

Compte tenu de la relation de Bragg caractérisant un réseau, la longueur d'onde caractéristique de ce dernier dépend de la température et de l'état des contraintes appliquées à la fibre. Il est d'usage de séparer les trois contributions que sont la température, les allongements dans l'axe du guide et la pression hydrostatique. Alors, une mesure précise de $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ (variation de λ_{Bragg} par rapport à une référence initiale) permet de remonter à l'amplitude de la variation du phénomène inducteur. Au-delà de son simple rôle de filtre spectral, le réseau de Bragg joue donc rôle d'un «transducteur» puisqu'il transforme les évolutions d'une grandeur d'influence en un décalage spectral proportionnel. En effet, lorsqu'un réseau est soumis à une variation de température, il se dilate ou se contracte, ce qui modifie son pas. De plus, l'indice de réfraction d'un matériau dépend également de la température, ces deux phénomènes entraînent une variation de $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ de la longueur d'onde caractéristique [16].

II.4.3 Réseaux de Bragg à long pas ou LPFG

Pour un réseau de Bragg à long pas, le principe est différent. Le mode guidé n'est pas couplé avec un mode contra-propagatif mais avec les modes de gaine codirectifs à une longueur d'onde de résonance. Puisque ces modes se propagent dans la gaine, ils ne sont pas dit guidés et décroissent rapidement à mesure qu'ils se propagent à cause des pertes provoquées par l'interface gaine/milieu externe ainsi que par la courbure de la fibre (Figure II.4). Ces modes sont alors radiatifs donc non propagatifs.

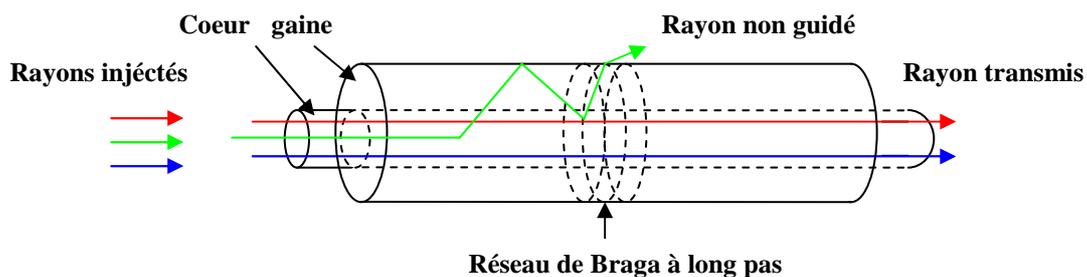


Fig.II.4: Spectre de transmission d'un réseau de Bragg à long pas (LPFG)

Le couplage peut donc avoir lieu si le pas du réseau est assez élevé vis-à-vis de la longueur d'onde (environ 100 fois plus), soit typiquement $200\ \mu\text{m}$ à $700\ \mu\text{m}$. Ce type de réseau s'appelle réseau à longue période ou à pas longs, ou bien en anglais Long Period Fiber Grating (LPFG). Ces réseaux sont assez faciles à réaliser. Ils sont fabriqués en réalisant une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur. Ces perturbations sont créées en modifiant la géométrie du guide, et/ou les indices de réfraction des différents milieux qui

composent le guide. Ces deux domaines de variation, éventuellement combinés, offrent donc de très nombreuses possibilités pour la réalisation de ces réseaux [16].

La relation entre la période du réseau et la longueur d'onde de résonance est la suivante :

$$\lambda_B = (n_{\text{coeur}} - n_{\text{gaine}}^i) \cdot \Lambda \quad (\text{II.6})$$

Où n_{coeur} et n_{gaine} sont respectivement les indices effectifs du mode fondamental et du mode de gaine du $i^{\text{ème}}$ ordre, et Λ est la période du réseau. On remarque avec (II.6) que la fabrication du LPFG doit créer une différence d'indice non négligeable entre le cœur et la gaine de la fibre. Habituellement on a approximativement $n_{\text{core}} - n_{\text{clad}} \approx 10^{-2}$ ce qui explique la nécessité d'inscrire le réseau avec une période de quelques centaines de micromètres afin d'obtenir une longueur d'onde de résonance proche de $1.5\mu\text{m}$ [23].

II.4.3.1 Méthodes de fabrication et caractéristiques des LPFG

Les LPFGs ont d'abord été réalisés par photo-exposition à un laser UV. Mais afin d'améliorer leurs caractéristiques, d'optimiser les processus de fabrication et de répondre aux nouvelles exigences, de nouvelles méthodes ont été testées. Ainsi, d'autres lasers comme les lasers F_2 , femto seconde, « proche UV » ou même CO_2 ont été utilisés. Par la suite, des processus de fabrication chimique, notamment l'implantation d'ions dans la fibre, ont également permis la fabrication de tels composants. Puis, l'impression de LPFG par arcs électriques facilitant la fabrication et minimisant les coûts a été réalisée. Récemment, l'intérêt s'est centré sur les LPFGs modifiables (tunable LPFG) et sur des méthodes de fabrication mécaniques.

a. fabrication par photo-inscription

➤ Laser UV

La photo-inscription par laser UV est la plus usitée des méthodes de fabrication [26].

Cependant, celle-ci est aussi lente et complexe. Typiquement, on dope la fibre au germanium et/ou on la charge à l'hydrogène afin de la rendre photosensible. Ensuite, le cœur photosensible est exposé à un laser UV à travers un masque. On distingue principalement deux types de masques : le masque de phase pour réaliser les réseaux de Bragg classiques ou le masque d'amplitude pour réaliser les réseaux de Bragg à long pas (figure II.5). Le masque d'amplitude est habituellement réalisé sur un support de silice chromé et induit des franges lumineuses sur la fibre par un simple phénomène d'ombrage. Les franges lumineuses ainsi créées produisent alors le réseau en modulant de façon périodique l'indice de réfraction du cœur de la fibre [26]. Après sa fabrication, on effectue un recuit thermique afin de stabiliser



les propriétés optiques du composant (H_2 en excès dans la fibre peut augmenter par la suite l'indice de réfraction et longue instabilité thermique à des températures normales) [25].

Les LPFGs fabriqués par laser UV sont sensibles à la température, à l'étirement ou à la courbure ce qui s'exprime par un glissement de leur spectre de transmission [27]. Leur sensibilité à la température est importante et varie selon la concentration de la fibre en GeO_2 et B_2O_3 [28]. Afin de limiter cette sensibilité et aussi de réduire l'impact du recuit thermique sur le spectre, il est avantageux de recourir à une pré-exposition de la fibre aux UV [29].

Un problème peut être associé à cette technique de fabrication. En effet les LPFGs sont fabriqués par une irradiation aux UV sur une seule partie de la surface de la fibre. Ceci affecte sa symétrie de révolution ce qui induit un phénomène de biréfringence et cause une dépendance à la polarisation du composant. Le réseau devient alors sensible à la polarisation de la lumière injectée. Cet effet se manifeste par une augmentation des pertes dépendant de la polarisation PDL (Polarization Dependent Loss) [27]. Il a été montré que celles-ci peuvent être atténué par une augmentation de la fréquence des impulsions UV lors de la fabrication du LPFG (ce qui est vraisemblablement dû à un effet thermique) [27].

➤ **Laser « proche UV »**

Il a été démontré que les LPFGs peuvent être écrits en utilisant un laser proche UV sur des fibres photosensibles dopées au germanium [30]. Dans cette étude, le réseau a été écrit par une méthode « pas à pas », c'est-à-dire sans masque d'amplitude et par irradiation successive de la fibre le long de son axe.

➤ **Laser F_2**

Les LPFGs peuvent également être inscrits à l'aide d'un laser F_2 opérant à 157 nm. Ce laser possède la plus petite longueur d'onde utilisée pour ce type de fabrication et détient plusieurs avantages sur le laser UV [31].

Avec cette méthode, les LPFGs peuvent être fabriqués à la fois dans des fibres optiques hydrogénées et non hydrogénées. Le réseau est écrit à l'aide d'un masque d'amplitude et

nécessite que le laser soit confiné dans un environnement chargé à l'argon afin d'assurer la transparence à 157 nm [31].

Pour les deux types de fibres utilisés (photosensible et non photosensible), les composants fabriqués possèdent des spectres de transmission de bonnes qualités. Dans la fibre hydrogénée, la formation du réseau peut se révéler 250 fois plus rapide qu'avec un laser KrF standard (248 nm). Aussi, pour un recuit thermique de 150°C pendant 24h sur une fibre hydrogénée, on observe un glissement spectral de 8 nm ce qui montre une stabilité thermique de la longueur d'onde de Bragg bien supérieure aux valeurs obtenues habituellement pour une fabrication par laser KrF [31].

➤ Laser femtoseconde

Une nouvelle façon de fabriquer les LPFGs est de recourir à un laser dit femto seconde. Ces lasers produisent des impulsions de très courte durée (de l'ordre du femto second²²) et de forte intensité. Les composants produits par cette méthode possèdent une stabilité thermique pratiquement équivalente à ceux fabriqués par radiation UV [32].

Néanmoins, si la fabrication des LPFGs par laser femtoseconde a été rendue possible, cette méthode reste relativement complexe (due aux caractéristiques de tels lasers) et particulièrement longue.

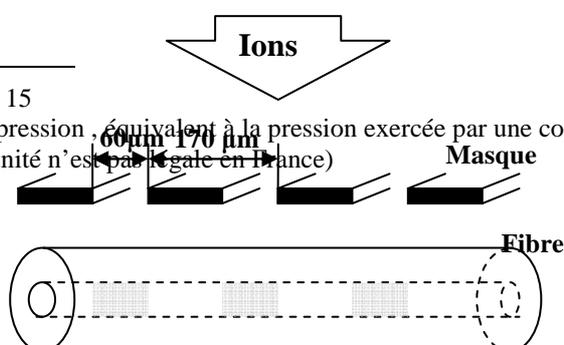
b. Fabrication par procédé chimique

➤ Fabrication par implantation d'ions

La fabrication des LPFGs par photo-impression nécessite des fibres photosensibles. Afin d'obtenir de telles fibres, on dope leur cœur au germanium. De plus, s'il est nécessaire d'accroître encore leur photo-sensibilité, il est possible de les hydrogéner. Cependant, il existe des types de fibres telles que les fibres avec un cœur en silice pure, qui ne montrent pas de photosensibilité suffisante même après l'hydrogénation. La technique d'implantation d'ions rend quand à elle possible la réalisation de réseaux de Bragg à long pas dans pratiquement toutes les fibres optiques en silice [33]. La fibre est chargée par des ions He à température ambiante et sous une pression de 1026 torr²³ à travers un masque d'amplitude en métal (figure II.6) [33]. Puisque les ions doivent atteindre le cœur de la fibre pour produire le réseau, la gaine de la fibre a son diamètre diminué par gravure à l'acide fluorhydrique. La fibre ainsi préparée possède un diamètre de seulement 53µm. L'augmentation de l'indice de réfraction

²² Femto : le multiple de 10 - 15

²³ Torr : Unité de mesure de pression, équivalent à la pression exercée par une colonne de mercure à 0°C ayant une hauteur de 1mm. (cette unité n'est pas légale en France)



de la gaine cause un problème pour une utilisation de tels composants à cause de pertes de fond élevées.

Toutefois, cette perte peut être atténuée par l'utilisation d'un masque à espacement étroit avec lequel les ions sont implantés quasi-uniquement dans le cœur de la fibre [33].

c. Fabrication par changement des propriétés microscopiques de la fibre

Certaines méthodes de fabrication ne changent pas seulement la structure interne de la fibre, donc son indice, mais également ses propriétés géométriques en l'occurrence son diamètre. Ceci participe au couplage de mode. Les composants ainsi produits possèdent des propriétés intéressantes notamment pour les LPFGs modifiables

➤ Laser CO₂

Si le laser CO₂ est généralement utilisé pour réaliser des épissures (fusion de fibres optiques) ou des étirages par fusion de fibres optiques, il peut également servir à la fabrication de réseaux de Bragg à long pas [35]. Cette méthode focalise les impulsions lumineuses d'un laser CO₂ sur une fibre optique. La fibre utilisée peut être une fibre optique standard et le processus de fabrication n'induit pas nécessairement de déformations physiques. L'impression du réseau est réalisée selon un processus dit « pas à pas » : la fibre est translattée de la période du réseau après chaque exposition à une impulsion laser unique (environ 0.5mW avec une durée de 300ms). Le changement d'indice de réfraction est du à une conversion de l'énergie lumineuse en chaleur sur les 10-20 premiers micromètres de la surface de la fibre. Aussi, le laser CO₂ peut induire une déformation macroscopique de la fibre et ainsi permettre la réalisation de LPFG à micro-étirements. Pour cela, pendant l'exposition à la lumière laser, la fibre est étirée à faible vitesse avec une tension de quelques grammes. La stabilité thermique de tels LPFGs est très bonne et peut être optimisée en jouant sur la concentration des dopants GeO₂ et B₂O₃ [36].

➤ Arcs électriques

L'utilisation d'arcs électriques pour la fabrication de LPFG est une nouvelle méthode prometteuse car elle permet de produire de manière simple, flexible et à faibles coûts des LPFGs montrant de bonnes performances. De plus, cette méthode permet l'utilisation de fibres standards de télécommunication et même récemment de fibres micro-structurées PCF [37].

Trois principales raisons expliquant le couplage de mode pour ce type de réseau sont proposées : le changement du diamètre de la fibre (par micro-étirements), la diffusion du dopant ou une modification des propriétés du verre par le processus rapide de chauffage/refroidissement [38]. En observant qu'il est possible de produire des LPFGs avec les mêmes propriétés de l'arc électrique dans différents types de fibres, il est supposé que la diffusion du dopant joue un rôle mineur dans la formation de ces composants. Une photographie d'un LPFG fabriqué par étirement périodique est proposée avec la figure II.7. Aussi, si un étirement périodique de la fibre n'est pas nécessaire à la fabrication du réseau (des réseaux de bonne qualité ont été réalisés sans un changement mesurable du diamètre (<1%) de la fibre [38]) il est néanmoins souhaitable pour produire des filtres réjecteurs modifiables ou des capteurs sensibles à la courbure ou à la torsion dans des environnements



de haute température [39].

L'inscription de LPFG par arcs électriques sera détaillée dans le dernier chapitre. Comme l'arc électrique revêt un caractère aléatoire, la principale difficulté liée à ce type de fabrication est la standardisation du processus. Il devient en effet difficile d'obtenir un réseau de pas et d'étirements constants. Aussi il a été montré que la reproductibilité du composant peut être améliorée en ne générant non pas un seul arc électrique par pas mais plusieurs d'une plus faible intensité (Cf. chapitre quatre).

D'une part lorsque l'intensité de l'arc augmente, le LPFG garde sensiblement la même longueur d'onde de résonance mais l'intensité de la réjection augmente (jusqu'à une valeur limite). Le temps d'exposition peut également faire varier ces caractéristiques spectrales [41] et d'autre part lorsque la température augmente, on observe un glissement du spectre vers des longueurs d'ondes plus élevées. Les LPFGs fabriqués par arcs électriques peuvent supporter de hautes températures mais à partir de 900°C, un glissement spectral irréversible est observé [38].

Le glissement du spectre causé par la température dépend également du type de fibre utilisé et n'est plus linéaire entre 700 et 900°C [41].

Actuellement, la température de la fibre au moment de la décharge électrique est étudiée, ce paramètre est important non seulement pour la maîtrise de la fabrication des LPFGs mais aussi pour comprendre les mécanismes responsables de leur formation.

Les LPFGs produits par arcs électrique. Ils ont une perte liée à la polarisation de la lumière PDL élevée ainsi la fibre devient biréfringente lors de la fabrication du réseau. On peut expliquer cela par l'impact radial de l'arc électrique sur la fibre, ce qui modifie alors la symétrie cylindrique de celle-ci [39]. Cependant, la PDL peut être réduite en introduisant une rotation à la fibre lors de l'inscription du réseau [39].

d. Fabrication par changement des propriétés macroscopiques de la fibre

Pour cela on utilise généralement des procédés mécaniques, le plus courant étant d'appliquer directement une pression externe et périodique le long de la fibre. Deux de ces procédés sont présentés ci-après.

➤ Déformation par pression

Cette méthode produit un réseau de déformation géométrique de la fibre en appliquant une pression externe à l'aide de fils [42].

Une plaque de verre organique est entourée manuellement de fils de laiton ayant un diamètre de 125µm de telle sorte qu'on obtienne un motif périodique. La pression est appliquée sur la plaque par un mécanisme à ressort sur une fibre non dénudée. Une autre fibre du même type est également insérée sous la plaque afin d'égaliser la répartition de la pression. Le réseau obtenu n'est pas permanent et peut également être reconfiguré, la fibre n'est pas altérée. Son spectre de transmission peut facilement être modifié en changeant la pression appliquée ou en introduisant différents décalages dans le réseau de fils. Le pic des pertes augmente avec l'augmentation de la pression externe jusqu'à une certaine limite [42]. Récemment, cette méthode a été réalisée sur des fibres optiques micro-structurées PCF [43].

➤ Déformation par chauffage

Une autre manière de fabriquer des LPFGs en modifiant uniquement la géométrie de la fibre est de faire varier leurs températures. Pour cela on fabrique une structure ondulée par une gravure anisotrope dans une solution concentrée à 30% de KOH à 85°C ce qui forme un ensemble de rainure en V sur un support en Silice. Ensuite, le support est revêtu par centrifugation de polyimide, qui est dilué afin d'obtenir la viscosité désirée. La fibre est ensuite montée sur la structure en Silice et fixée à chaque bout sur un support en époxy chauffé par UV (figure II.8). Le montage est ensuite entièrement cuit à 250°C pendant 1h afin de chasser le

solvant du polyimide. Après le chauffage, la fibre est fixée sur la région de la structure en silice mais est suspendue au dessus des rainures en V. Lorsque la température du montage redescend à la température ambiante, la différence des coefficients de dilatation thermique entre le polyimide, la fibre optique, et le support en silice provoque une déformation de la fibre.

A température ambiante, cette compression courbe la fibre au dessus des rainures en V et crée ainsi un motif périodique de micro-courbures le long du support Si (figure II.9).

Ces micro-courbures, par un effet photo-élastique, produisent une perturbation périodique de l'indice de réfraction le long de l'axe de la fibre augmentant ainsi le couplage de mode. Le réseau peut ensuite être rendu modifiable par variation de la température [44].

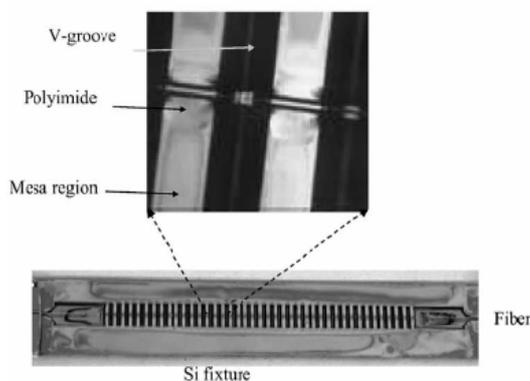


Fig.II.8 : Photographie du montage [44]

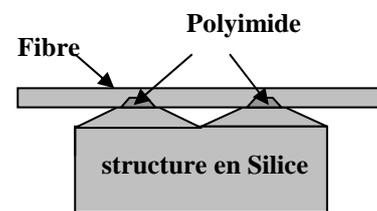


Fig.II.9 : Illustration du principe des microdéformations par chauffage

e. Fabrication sur fibre nouvelle génération

Dans le cadre de la caractérisation des fibres nouvelles génération, certaines laboratoires de recherches se sont orientés vers la gravure des réseaux de Bragg sur ces nouvelles fibres, on cite principalement, les LCFs (Liquid Crystal Fiber) et les PCFs (Photonic Crystal Fiber).

➤ Fabrication sur fibre à cristaux liquides LCF

Une autre méthode permettant de produire des LPFGs modifiables est de contrôler électriquement un réseau conçu sur une fibre à cœur de cristaux liquides [45]. La fabrication de ces réseaux de Bragg sur fibres à cristaux liquides (LCFG pour Liquid Crystal Fiber Grating) se fait par une polarisation périodique des cristaux liquides grâce à un « peigne » d'électrodes (figure II.10). La polarisation périodique des cristaux liquides produit une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre, en effet l'indice effectif est différent selon la direction de la

polarisation des cristaux. L'inconvénient de cette méthode est la complexité du montage requis, son encombrement et le coût des fibres utilisées.

➤ **Fabrication sur fibre à cristaux photoniques PCF**

On distingue deux types de fibres celles à guidage par bandes interdites et celles dites microstructurées qui assurent un guidage par réflexion totale. Pour ces dernières, plusieurs approches ont été proposées pour l'inscription de réseaux de Bragg [46], en particulier le recours à un cœur dopé Germanium [44].

La fabrication peut être assurée par deux bancs laser (argon doublé intra-cavité, émission continue à 244 nm): le premier dit à masque de phase et le second est dit à miroir de Loyd [47]. Mais avant l'opération de photo-inscription, les fibres microstructurées doivent être déjà hydrogénées sous 160 bars et 25°C pendant 2 semaines.

II.4.3.2 Applications des LPFGs

Les LPFGs peuvent être utilisés dans de nombreux domaines pour différentes applications. En télécommunication on peut citer notamment :

➤ **Égaliseurs de gain [48]:** Vu le problème d'atténuation dans les réseaux de télécommunication longue distance, on est parfois obligé d'amplifier le signal transmis. Avant l'apparition des EDFA, le signal optique devait être converti en un signal électrique pour être amplifié mais la technologie EDFA permet depuis, une amplification tout optique. Cependant, le spectre d'un amplificateur dopé à l'Erbium n'est pas plat ce qui pose un problème avec l'élargissement de la bande spectrale utilisée en télécommunication. Le spectre commercial d'un EDFA présente en effet une sur-amplification d'environ 10dB vers 1532 nm. L'utilisation d'un LPFG en tant que filtre passe-bande permet alors d'aplanir son spectre [48].

Puisque l'aplanissement des EDFA par cette méthode requiert des LPFGs avec une faible perte de fond de transmission et une grande stabilité thermique, l'utilisation de LPFG conçus par arcs électriques a été réalisée [40]. Actuellement sont commercialisés des EDFA avec une bande passante comprise entre 1530 et 1565 nm (Bande C), 1565 et 1605 nm (Bande L) et entre 1485 et 1525 nm (Bande S).

- Polarisateurs sélectifs en longueur d'onde [49]
- Convertisseurs de modes [50]
- Filtre fréquentiel : L'utilisation première des réseaux de Bragg est due à sa fonction de filtre fréquentiel. Les longueurs des bandes passantes que l'on obtient couramment, sont d'environ 0.1 à 0.2 nm. Cette finesse trouve naturellement des applications dans des montages où l'on souhaite avoir un filtre sélectif [51].

- Filtres réjecteurs [25] ou des filtres passe-bande [52]

Dans le cadre des applications en télécommunication par exemple, les réseaux de Bragg sont utilisés comme filtres fréquentiels d'un système à multiples longueurs d'ondes. Ils permettent le multiplexage et le démultiplexage spectrale des signaux, ceci permet d'augmenter globalement le trafic d'une ligne de transmission.

Par ailleurs, les LPFGs sont aussi utilisés en instrumentation comme capteurs dans le génie civil ou mécanique [53]. Ils peuvent servir de capteur d'étirements [28], de courbure [54], de température [28] ou encore de l'indice de réfraction ambiant [55].

Conclusion :

Les télécommunications à venir devront être capables de fournir une liaison de 100 mégabits par seconde pour chaque usager. Grâce aux amplificateurs optiques, au multiplexage en longueur d'onde, aux solitons, aux techniques de codage garantissant la fiabilité, on est en mesure de penser que le déficit sera largement relevé.

Les réseaux optiques constituent la réponse aux besoins en bandes passantes et aux débits ; ils font appel à de nombreuses compétences et les optimiser tant au niveau des performances que du coût demande des évolutions et avancées notables dans des domaines aussi variés que la fabrication, la physique, l'informatique, l'optique ... Le choix du type de fibre joue sur le temps de parcours des modes et permet d'optimiser l'étalement du signal. Faire appel à la technique des réseaux de Bragg conserve la forme du signal, la mise en œuvre de fibres de forme spéciale corrige la polarisation de la lumière et l'exploitation des propriétés électroniques des terres rares autorise l'amplification efficace du signal.

A travers ce chapitre, on a pu également faire définir le concept général des réseaux de Bragg, leur fabrication et leur utilisation dans les différents domaines d'applications. Ce simple composant optique a pu pendant cette dernière décennie conquérir les nouveaux réseaux des télécommunications optiques et ce par ces différentes applications ; à savoir les opérations de filtrage, de compensation de la dispersion chromatique et l'égalisation du gain des EDFA ou bien encore dans le domaine d'instrumentation comme capteur de pression ou d'étirement.

Dans le prochain chapitre, nous présenterons une étude approfondie sur la propagation de la lumière dans une fibre optique ainsi que les diverses méthodes de simulation utilisées dans la propagation optique.

Chapitre III :**Étude de la propagation dans les composants passifs à base de fibres optiques par l'approche modale****Préface :**

La fibre optique occupe de plus en plus de place dans les systèmes de communication optique. En plus de son rôle de guidage, elle est à la base de la réalisation de plusieurs composants optiques comme les filtres, les multiplexeurs et les coupleurs. La propagation dans des structures de fibres optiques dépend de plusieurs paramètres qui incluent la géométrie, le profil d'indice de réfraction et la longueur d'onde. Ces paramètres doivent être optimisés avant toute fabrication de composants. Ces dernières années, plusieurs techniques de simulation ont été utilisées pour étudier la propagation de la lumière dans une structure de fibre optique.

Cette étude de la propagation de la lumière est réalisée suivant deux points de vue. Le premier est l'analyse modale qui repose sur une décomposition de l'onde lumineuse se propageant dans la fibre en divers modes. Cette décomposition permet notamment de prendre en compte facilement les variations opto-géométriques de la fibre. En effet, toutes variations du rayon ou des indices de la fibre créent localement une perturbation de la propagation de la lumière et cette perturbation induit alors un transfert d'énergie entre les différents modes guidés dans la fibre. Ce couplage est formalisé par la théorie des modes couplés, qui introduit un coefficient de couplage qui caractérise la perturbation [16].

Le deuxième point consiste à l'étude de la propagation de la lumière d'une manière plus globale. L'onde incidente n'est pas décomposée suivant des modes propres aux composants. Elle est basée sur des techniques liées à la méthode du faisceau propagé (BPM²⁴). Malgré sa puissance et son domaine d'application large, la BPM avec ses différents algorithmes reste une méthode lourde. Le temps de calcul est grand et les ressources nécessaires sont importantes [56]. De telle méthode est actuellement développée au sein du génie électrique à l'Université de Moncton.

Pour une structure de fibre optique, la symétrie axiale de la fibre permet une séparation des variables. Cette séparation des variables permet après développement de trouver la solution exacte de l'équation de propagation en coordonnées cylindriques. La

²⁴ Beam Propagation Methods

méthode des modes couplés est la plus adaptée à notre application et elle est développée dans ce chapitre.

Après une brève description de la notion de mode, ce chapitre consacré à l'étude théorique, présente dans un premier temps la propagation de la lumière dans une fibre optique en s'appuyant sur un calcul analytique, puis dans un deuxième temps la théorie des modes couplés introduisant le calcul de coefficients de couplage dans le cas d'une fibre biconique, une fibre biconique est une fibre qui subit uniquement des variations de rayon de cœur, afin de mettre en évidence le phénomène de couplage de modes observé dans les LPFG (les réseaux de Bragg à long pas) [1]: En effet, dans le Laboratoire des communications et signaux de l'Université de Moncton, des fibres biconiques et des réseaux de Bragg sont réalisés à partir d'une irradiation de fibres optiques par une source de laser CO₂ et il serait normal de voir sur le point théorique comment les échanges d'énergie ont lieu dans de tels composants..

L'implémentation de cet algorithme n'est pas difficile.

La résolution analytique des équations de couplage est disponible et les calculs numériques des solutions sont effectués dans des périodes de temps largement inférieures au reste des méthodes [56].

III.1 Propagation de la lumière dans une fibre optique

III.1.1 Équation d'Helmholtz

L'équation d'Helmholtz est déterminée à partir des équations de Maxwell pour un guide diélectrique parfait. Les équations principales de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.1a})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.1b})$$

Avec deux équations complémentaires :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{III.1c})$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (\text{III.1d})$$

\vec{E} et \vec{H} désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique. \vec{D} et \vec{B} sont respectivement l'induction électrique et l'induction magnétique. \vec{j} représente la densité de courant et ρ la densité des charges électriques.

On suppose que le guide d'onde optique est un milieu diélectrique parfait ($\vec{D} = \epsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu\vec{H}$), sans charge et sans courant ($\vec{j} = \vec{0}$, $\rho = 0$). La théorie électromagnétique indique que dans le vide la vitesse de propagation est $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ et la longueur d'onde correspondante à la fréquence ν est $\lambda = c/\nu$. Dans un milieu matériel, la vitesse devient $v = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$. μ_0 , μ , ϵ_0 , ϵ étant respectivement les perméabilités et les permittivités du vide et du milieu. L'indice de réfraction est donc : $n = c/v = \sqrt{\mu\epsilon}/\sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}$. Où $\mu_r = \mu/\mu_0$ et $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ étant la perméabilité et la permittivité relative. Aussi par définition, pour une onde plane harmonique $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-jk\vec{r}}$ et $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-jk\vec{r}}$, où \vec{E}_0 , \vec{H}_0 et \vec{k} sont des vecteurs constants. \vec{k} est le vecteur d'onde avec $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ [39].

La dépendance temporelle des champs est de la forme $e^{j\omega t}$. Les expressions des champs peuvent être écrites sous la forme : $\vec{\psi}(x, y, z)e^{j\omega t}$. En remplaçant cette expression dans les équations de Maxwell (III.1) et en appliquant l'opérateur rotationnel, on obtient l'équation d'Helmholtz Vectorielle.

$$\Delta\vec{\psi}(x, y, z) + \omega^2\mu_0\epsilon\vec{\psi}(x, y, z) = \vec{0} \quad \text{(III.2)}$$

Si la dépendance axiale (suivant l'axe de propagation) des composantes des champs est de la forme $e^{-j\beta z}$, les projections des expressions des champs suivant l'axe de propagation z ont les formes : $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)}$ et $\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x, y)e^{j(\omega t - \beta z)}$. β étant la constante de propagation.

En remplaçant les champs $\vec{E}(x, y, z)$ et $\vec{H}(x, y, z)$ par leurs expressions dans les équations de Maxwell, on obtient les deux équations suivantes :

$$\Delta_t \vec{E}(x, y) + (\omega^2\mu_0\epsilon - \beta^2)\vec{E}(x, y) = \vec{0} \quad \text{(III.3a)}$$

$$\Delta_t \vec{H}(x, y) + (\omega^2\mu_0\epsilon - \beta^2)\vec{H}(x, y) = \vec{0} \quad \text{(III.3b)}$$

Où Δ_t représente l'opérateur vectoriel Laplacien sur les composantes transverses des champs.

On décompose $\vec{E}(x, y)$ et $\vec{H}(x, y)$ sur la forme suivante :

$$\vec{E}(x, y) = \vec{E}_t(x, y) + E_z(x, y)\vec{u}_z \quad \text{(III.4a)}$$

$$\vec{H}(x, y) = \vec{H}_t(x, y) + H_z(x, y)\vec{u}_z \quad \text{(III.4b)}$$

$\vec{E}_t(x, y)$ et $\vec{H}_t(x, y)$ sont les composantes transverses. $E_z(x, y)$ et $H_z(x, y)$ sont composantes scalaires longitudinales.

L'utilisation des deux expressions (III.4 a et b) dans les équations de Maxwell permet d'exprimer les composantes transverses en fonction des composantes longitudinales [39] [56]:

$$\vec{E}_t(x,y) = -j \frac{-\alpha \mu_0 \vec{u}_z \wedge \vec{\nabla}_t H_z + \beta \vec{\nabla}_t E_z}{\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2} \quad (\text{III.5a})$$

$$\vec{H}_t(x,y) = -j \frac{\omega \vec{u}_z \wedge \vec{\nabla}_t E_z + \beta \vec{\nabla}_t H_z}{\omega^2 \mu_0 \epsilon - \beta^2} \quad (\text{III.5b})$$

En remplaçant les expressions (III.4.a) (III.4.b) respectivement dans les équations (III.3.a) et (III.3.b), on obtient l'équation d'onde scalaire suivant l'axe de propagation z :

$$\Delta_t \psi_z + (k^2 n^2 - \beta^2) \psi_z = 0 \quad (\text{III.6})$$

Puisque $\Psi_z = \Psi_z(x, y)$ et en tenant compte de la symétrie cylindrique de la fibre optique, on peut passer en coordonnées cylindriques en posant que $\Psi_z = \Psi_z(r, \varphi)$ (l'axe z étant le même en coordonnées cartésiennes et cylindriques). Or, en coordonnées cylindriques, on a :

$$\nabla_t \Psi_z(r, \varphi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial z^2}, \text{ Comme } \Psi_z = \Psi_z(x, y) \text{ est indépendant de } z,$$

$$\text{on a : } \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial z^2} = 0. \text{ D'où : } \nabla_t \Psi_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial \varphi^2} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \Psi_z}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial \varphi^2}$$

$$\text{Soit : } \nabla_t \Psi_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial \varphi^2}$$

En remplaçant cette équation dans l'équation (III.6), on obtient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi_z}{\partial \varphi^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) \Psi_z = 0 \quad (\text{III.7})$$

Afin de résoudre cette équation, on suppose que ψ_z est une fonction à variables séparables en r et en φ ce qui permet d'écrire : $\Psi_z(r, \varphi) = F(r)G(\varphi)$, où F(r) est la composante radiale du champ Ψ_z et G(φ) sa composante tangentielle.

On obtient alors les deux équations différentielles linéaires suivantes :

$$\frac{d^2 G(\varphi)}{d\varphi^2} = -v^2 G(\varphi) \quad (\text{III.8a})$$

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + \left[(k^2 n^2 - \beta^2) - \frac{v^2}{r^2} \right] F(r) = 0 \quad (\text{III.8b})$$

L'équation (III.8a) admet comme solution les fonctions :

$$G(\varphi) = Ae^{-j\nu\varphi} + Be^{+j\nu\varphi} \quad (\text{III.9a})$$

Avec ν un nombre entier car $G(\varphi)$ périodique de période 2π et A et B des constantes dépendantes des conditions initiales.

L'équation (III.8b), selon le signe du terme $k^2n^2 - \beta^2$, est soit une équation différentielle de BESSEL simple ou une équation différentielle modifiée de BESSEL (Cf. Annexe B sur les équations différentielles de Bessel et les fonctions de Bessel) et sa solution est donnée par [57]:

$$F(r) = \begin{cases} AJ_\nu(\chi r) + BY_\nu(\chi r) & \text{si } k^2n^2 - \beta^2 \geq 0 \\ CI_\nu(\gamma r) + DK_\nu(\gamma r) & \text{si } k^2n^2 - \beta^2 < 0 \end{cases} \quad (\text{III.9b})$$

Avec : $\chi^2 = k^2n^2 - \beta^2$ et $\gamma^2 = \beta^2 - k^2n^2$.

J_ν et Y_ν sont respectivement les fonctions de Bessel de première et de seconde espèce d'ordre ν . I_ν et K_ν sont respectivement les fonctions de Bessel modifiées de première et de seconde espèces. A, B, C et D sont des constantes réelles.

Afin de résoudre l'équation (III.9b), nous avons le choix d'orienter l'étude vers une fibre à gaine infinie ou à gaine finie. (Cf. [57] Bouslimani, 1999 pour plus de détails).

III.1.2 Notion de mode

Un mode est une solution à l'équation de propagation. Il représente une répartition transversale d'énergie, invariante par translation axiale. On distingue deux types de modes [16]:

- ✓ Mode guidé dans le cas où le champ électromagnétique s'annule à l'infini leurs indices effectifs sont supérieurs à l'indice de la gaine. L'indice effectif n_{eff} d'un mode donné est défini par la relation suivante : $\beta = n_{\text{eff}} k$.
- ✓ Mode de fuite ou modes évanescents dans le cas contraire Pour les modes évanescents, les indices effectifs sont inférieurs à celui de la gaine.

Dans le cas général, les équations sont vectorielles et les solutions modales peuvent avoir des composantes longitudinales. On peut avoir soit des modes Transverses Electriques ou TE_{lm} (dont la composante de E suivant z est nulle et $H_z \neq 0$), soit Transverses Magnétiques ou TM_{lm} (dont la composante de H suivant z est nulle et $E_z \neq 0$). Les paramètres l et m sont associés à r et Φ . Les autres modes, où les composantes de E et H suivant z sont non nulles, sont nommés modes hybrides HE_{lm} ou EH_{lm} suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique. Le mode fondamental est hybride, il est noté HE [23]

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible, de l'ordre de quelques 10^{-3} . On réalise alors l'approximation en guidage faible lorsque [56]:

$$\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \leq 1$$

Dans ce cadre, on peut se contenter d'une approximation scalaire (on néglige la polarisation). Dans ce cas, les champs modaux sont polarisés de manière rectiligne et sont appelés modes LP (Linéairement Polarisés).

III.1.3 Hypothèse de gaine infinie

Le modèle à deux milieux (gaine infinie) est utilisé lors de l'étude de la diffusion dans les fibres optiques. Physiquement, les dopants qui constituent le cœur de la fibre vont diffuser dans la gaine lorsqu'on chauffe la fibre comme dans le cas de la fabrication des réseaux de Bragg par laser CO_2 dans le laboratoire de Communications et signaux à l'Université de Moncton. L'importance de cette diffusion sera déterminée par la température atteinte par la fibre et le temps pendant lequel celle-ci est chauffée. Si le temps de réalisation est suffisamment long, la température de chauffage du laser étant généralement assez importante (environ 1100 degrés Celsius), nous pouvons supposer que la fibre est devenue un seul barreau de silice dopée, mais uniforme, d'où l'utilisation d'un modèle à deux milieux : le barreau de silice et le milieu extérieur.

La fibre optique dans ce cas est composée de deux matériaux diélectriques. Un cœur de forme cylindrique, de rayon ρ_{co} et d'indice n_{co} . Et une gaine infinie d'indice n_{ga} qui entoure le cœur [56].

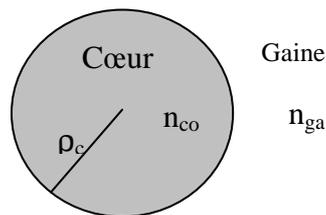


Fig III.1 : Fibre optique à gaine infinie

III.1.3.1 Expression des champs

Les composantes des champs sont déterminées indépendamment pour le cœur et la gaine. La continuité des champs, ainsi que leurs dérivées, à l'interface cœur gaine, permet de déterminer les solutions des équations d'onde.

Les conditions de guidage permettent de déterminer la solution mathématique de l'équation d'onde dans le cœur et dans la gaine :

$$k^2 n_{ga}^2 \leq \beta^2 \leq k^2 n_{co}^2$$

Dans le cœur : $k^2 n_{co}^2 - \beta^2 \leq 0$ ce qui permet de déduire :

$$F(r) = AJ_v(\chi r) + BY_v(\chi r)$$

La fonction de Bessel Y_v est infinie pour $r = 0$ (au centre du cœur) .

Donc : $F(r) = A J_v(\chi r)$

Dans la gaine on a : $k^2 n_{ga}^2 - \beta^2 \geq 0$, donc la solution est :

$$F(r) = CI_v(\gamma r) + DK_v(\gamma r)$$

La fonction I_v est rejetée à cause de sa valeur infinie pour un rayon r de valeur infinie. Dans ce cas, la solution est : $F(r) = D K_v(\gamma r)$

On définit les paramètres modaux :

$$V^2 = \rho_{co}^2 k^2 (n_{co}^2 - n_{ga}^2),$$

$$U^2 = \rho_{co}^2 (k^2 n_{co}^2 - \beta^2),$$

$$W^2 = \rho_{co}^2 (\beta^2 - k^2 n_{ga}^2).$$

Dans ces expressions : ρ_{co} , ρ_{ga} , n_{co} et n_{ga} sont respectivement les rayons et les indices de réfraction du cœur et de la gaine [56].

III.1.3.2 Équation caractéristique

La continuité à l'interface cœur-gaine, des composantes des champs et de leurs dérivées, permet d'écrire l'équation caractéristique appelée aussi relation de dispersion décrivant tous les groupes de modes se propageant dans la fibre.

$$\frac{U \cdot J_{v+1}(U)}{J_v(U)} = \frac{W \cdot K_{v+1}(W)}{K_v(W)} \quad \text{(III.10)}$$

Les solutions de cette dernière équation sont représentées sur la figure ci-dessous en fonction de la fréquence normalisée V . Ceci nous permet d'écrire les solutions de l'équation d'onde pour une fibre à gaine infinie. Pour des valeurs de normalisation $A=1$ et $R=r/\rho_{co}$ la solution $F(R)$ est donnée par l'expression [57] :

$$F(R) = \begin{cases} J_v(UR) & \text{pour : } R \leq 1 \\ \frac{J_v(U)}{K_v(W)} K_v(WR) & \text{pour : } R > 1 \end{cases} \quad \text{(III.11)}$$

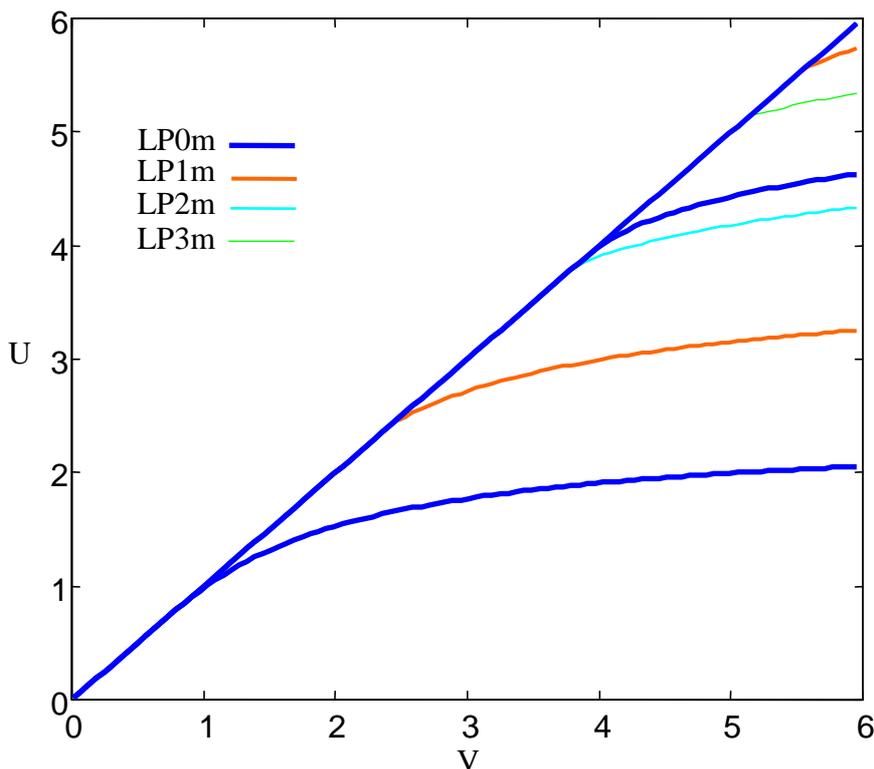


Fig III.2 : Solutions de l'équation caractéristique dans le cas d'une gaine infinie

III.1.4 Hypothèse de gaine finie

La modélisation d'une fibre optique par un modèle à 2 milieux montre que le mode guidé par la fibre, n'est pas tout à fait négligeable à un rayon égal à celui de la gaine. Pour bien prendre en compte l'action de la gaine et pour étudier un certain nombre de composants passifs tout fibre, il est nécessaire de pouvoir évaluer le champ de l'onde à l'interface gaine-air. En effet, une diminution des dimensions initiales de la fibre modifie la répartition d'énergie contenue dans le cœur et la gaine de la fibre [56].

Dans ce cas de figure, l'influence du rayon de la gaine est prise en considération, ainsi que l'influence de l'indice de réfraction du milieu dans lequel la fibre est plongée.

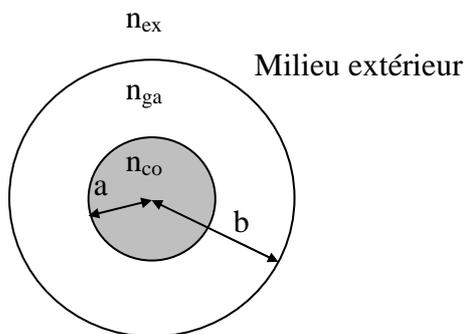


Fig III.3: Fibre optique à gaine

III.1.4.1 Expression des champs

En appliquant les conditions de guidage dans les trois milieux et pour les mêmes raisons citées dans le cas d'une fibre à gaine infinie la composante $F(r)$ est donnée par : $F(r) = AJ_v(\chi r)$ dans le cœur et par : $F(r) = DK_v(\gamma r)$ dans le milieu extérieur.

Dans la gaine, Les deux cas se présentent : $\beta^2 < k^2 n_{ga}^2$ ou $\beta^2 \geq k^2 n_{ga}^2$

Les expressions de $F(r)$ sont données par l'équation ci-dessous, et les modes correspondants sont appelés modes de gaine dans le premier cas et modes de cœur dans le second [56].

$$F(r) = \begin{cases} AJ_v(\chi r) + BY_v(\chi r) & \text{Si } \beta^2 \leq k^2 n_{ga}^2 \\ AI_v(\gamma r) + BK_v(\gamma r) & \text{Si } \beta^2 > k^2 n_{ga}^2 \end{cases}$$

Soit :

$$S = \frac{\rho_{ga}}{\rho_{co}},$$

$$U_g^2 = \rho_{ga}^2 (k^2 n_{ga}^2 - \beta^2),$$

$$\text{et } W_g^2 = \rho_{ga}^2 (\beta^2 - k^2 n_{ex}^2).$$

La composante radiale $F(R)$ des champs est alors donnée pour les modes de cœur par :

$$F(R) = \begin{cases} A_1 J_v(UR) & 0 \leq R \leq 1; \\ B_1 I_v(W.R) + C_1 K_v(W.R) & 1 < R \leq S; \\ D_1 K_v(W_g \frac{R}{S}) & R > S; \end{cases} \quad \text{(III.12a)}$$

et pour les modes de gaine par :

$$F(R) = \begin{cases} A_2 J_v(UR) & 0 \leq R \leq 1; \\ B_2 J_v(U_g \frac{R}{S}) + C_2 Y_v(U_g \frac{R}{S}) & 1 < R \leq S; \\ D_2 K_v(W_g \frac{R}{S}) & R > S; \end{cases} \quad \text{(III.12b)}$$

L'expression du champ dans chacun des deux cas (modes de cœur ou modes de gaine) dépend de quatre constantes A_i , B_i , C_i et D_i . Dans la pratique, il est possible d'exprimer les valeurs B_i , C_i et D_i en fonction de A_i .

La composante du champ suivant le rayon doit être continue, au sens mathématique du terme, aux différentes interfaces de la fibre [56]:

- égalité des valeurs du champ à l'interface cœur- gaine,
- égalité des valeurs du champ à l'interface gaine- milieu extérieur,
- égalité des valeurs de la dérivée du champ à l'interface cœur- gaine,

- égalité des valeurs de la dérivée du champ à l'interface gaine- milieu extérieur

Ce qui nous permet d'écrire les équations caractéristiques pour les modes de cœur et pour les modes de gaine

Ces conditions conduisent à la résolution d'un système de quatre équations à quatre inconnues. Cependant, le calcul de l'équation caractéristique nous oblige à ce que le déterminant soit nul. De ce fait, il existe une infinité de solutions pouvant correspondre à ce système. L'approche utilisée est alors de considérer que A est connue et ainsi donc déduire B, C et D en fonction de A [56].

III.1.4.2 Équation caractéristique des modes de cœur pour une gaine finie

La continuité aux interfaces cœur- gaine et gaine- milieu extérieur permet d'écrire les équations suivantes [57]:

$$\frac{W J_\nu(U)K_{\nu+1}(W) - U J_{\nu+1}(U)K_\nu(W)}{W J_\nu(U)I_{\nu+1}(W) - U J_{\nu+1}(U)I_\nu(W)} = \frac{W S K_\nu(W_g)K_{\nu+1}(WS) - W_g K_\nu(WS)K_{\nu+1}(W_g)}{W S K_\nu(W_g)I_{\nu+1}(WS) - W_g I_\nu(WS)K_{\nu+1}(W_g)} \quad (\text{III.13})$$

Cette dernière équation, appelée relation de dispersion, permet de relier la constante de propagation aux paramètres opto-géométriques de la fibre optique, donc de connaître U en fonction de la fréquence normalisée V. Ainsi, pour une fréquence normalisée V donnée, si cette dernière est supérieure au premier zéro de $J_0(x)$, (J_0 admet en effet plusieurs zéros dont le premier se situe aux alentours de 2,405 environ), il existe plusieurs solutions à cette équation où U et W sont réels. Dans ce cas, plusieurs modes sont guidés dans la fibre qui est alors dite multimode.

III.1.4.3 Équation caractéristique des modes de gaine pour une gaine finie

L'équation caractéristique aux valeurs propres s'écrit dans ce cas:

$$\frac{U_g K_\nu(W_g)J_{\nu+1}(U_g) - W_g K_{\nu+1}(W_g)J_\nu(U_g)}{\frac{U_g}{S} J_\nu(U)J_{\nu+1}(\frac{U_g}{S}) - U J_\nu(\frac{U_g}{S})J_{\nu+1}(U)} = \frac{U_g K_\nu(W_g)Y_{\nu+1}(U_g) - W_g K_{\nu+1}(W_g)Y_\nu(U_g)}{\frac{U_g}{S} J_\nu(U)Y_{\nu+1}(\frac{U_g}{S}) - U J_{\nu+1}(U)Y_\nu(\frac{U_g}{S})} \quad (\text{III.14})$$

Les équations caractéristiques (III.13) et (III.14) nous permettent de calculer les valeurs de U et de W en fonction de la fréquence normalisée V pour les différents modes de la fibre [57].

Les solutions de l'équation caractéristique des modes de cœur ainsi que les modes de gaine sont représentées respectivement par les figures (III.4) et (III.5).

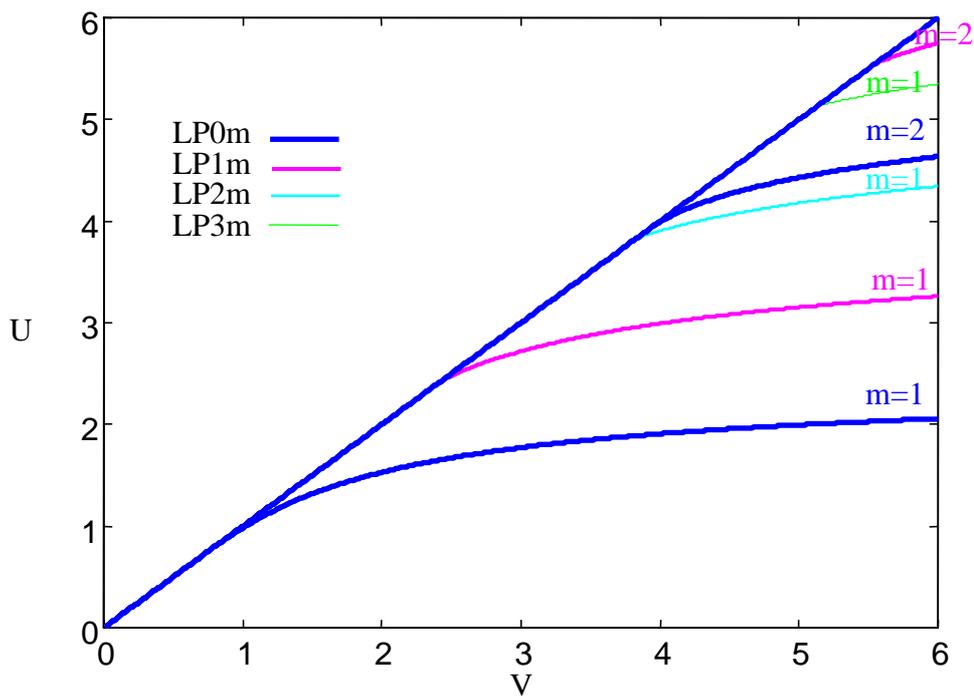


Fig III.4 : Solutions de l'équation caractéristique des modes de cœur

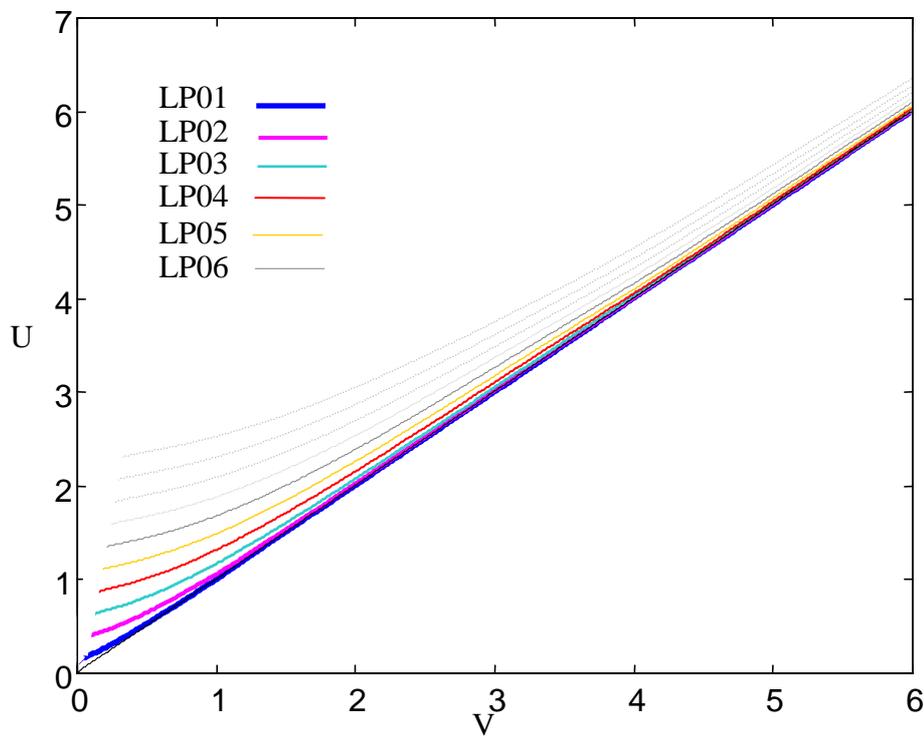


Fig III.5 : Solutions de l'équation caractéristique des modes de gaine

III.2 Notion d'indice effectif

La première grandeur directement exploitable de ces paramètres modaux est l'indice effectif n_{eff_j} ou également la constante de propagation β_j d'un mode LP_{0j} . Pour un mode j donné, la constante de propagation est en effet calculée à partir des paramètres modaux par la relation suivante [1] :

$$\beta_j = k \left[n_{co}^2 - (n_{co}^2 - n_{cl}^2) \frac{U_j^2}{V^2} \right]^{1/2} \quad (\text{III.15})$$

On peut alors déduire l'indice effectif par la relation :

$$n_{eff_j} = \frac{\lambda \beta_j}{2\pi} \quad (\text{III.16})$$

La valeur de l'indice effectif d'un mode permet de savoir de quel type de mode il s'agit. Si l'indice effectif est compris entre l'indice de réfraction de la gaine et celui du cœur, alors, le mode est guidé, si non, il est évanescent. Un autre fait intéressant est que dans une fibre optique, il est facile de trouver deux types de fréquences de coupures. La première permet de savoir si la fibre est monomode ou pas et est caractérisée par le passage du mode LP_{11} au-dessus de la valeur de l'indice de gaine, soit $V_c=2,405$. La seconde fréquence de coupure, notée généralement V_{01} est située aux alentours de 0.97, donne une indication sur le modèle à utiliser en fonction de V . Si V est plus grand que cette fréquence, alors, il serait nécessaire d'utiliser le modèle de gaine finie si non, si V est beaucoup plus petit que V_{01} , c'est le modèle à gaine infinie qui sera adéquat [57].

La figure (III.6) représente l'évolution des constantes de propagation pour les modes LP_{0m} en fonction de la fréquence normalisée V .

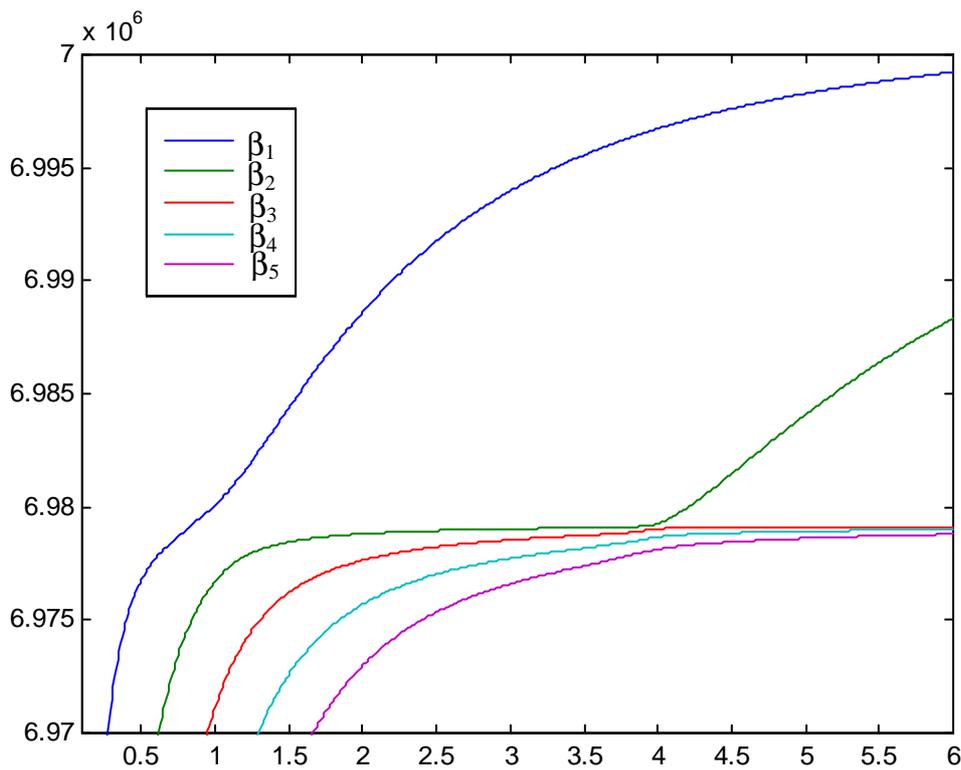


Fig III.6 : Constantes de propagation des modes LP_{0m}.

III.3 Théorie des modes couplés

La variation de géométrie suivant l'axe de propagation dans une fibre optique se caractérise par un échange de puissance entre les différents modes. La modélisation de cet échange permet d'écrire les équations de couplage de modes. Ces équations sont obtenues à partir des équations de Maxwell par une décomposition des champs dans une base orthogonale.

III.3.1 Théorie des modes locaux

La théorie des modes locaux permet de modéliser un guide imparfait. Le principe est basé sur une modélisation du guide par une succession de tronçons invariants. Cette hypothèse permet de calculer le champ pour chaque tronçon [56].

Le champ électromagnétique est calculé à une abscisse z donnée, comme si localement, la propagation dans la fibre était non-perturbée. Cette théorie s'applique tout particulièrement aux fibres subissant des variations opto-géométriques selon l'axe de propagation z comme les fibres biconiques par exemple ou les réseaux de Bragg. Elle est basée sur le découpage de la fibre en plusieurs fibres variables [56].

Si nous considérons une fibre variable comme une succession de fibres de diamètre localement invariant, alors l'évolution de la constante de propagation, dans ces parties, doit tenir compte de la perturbation apportée par le changement de diamètre. Il est donc

nécessaire, d'introduire une correction de la constante de propagation liée aux variations de profil. La constante de propagation au bout de la fibre sera alors la résultante de la constante de propagation initiale et de l'ensemble des perturbations provoquées par la variation du rayon tout au long de la structure. Ce qui donne, si la fibre est découpée en n tronçons [56] :

$$\beta_n = \beta_0 + \sum_{i=1}^{i=n} \delta\beta_{i,i-1} \quad (\text{III.17})$$

où β_0 est la constante de propagation de la fibre non-perturbée et $\delta\beta_{i,i-1}$ la variation de la constante de propagation entre deux tronçons adjacents.

Une variation opto-géométrique dans une fibre optique, ne crée pas uniquement une perturbation sur la propagation d'un mode, elle engendre également un échange d'énergie entre les divers modes. Ce transfert d'énergie, connu souvent sous le terme de couplage de modes, est déterminé à travers le coefficient de couplage.

III.3.2 Coefficient de couplage

Dans le cas d'une perturbation suivant l'axe z , toutes les composantes du champ vont dépendre de la variable z . Les champs transverses peuvent être décomposés de la manière suivante [56] :

$$\vec{E}_t = \sum_j (b_j(z) + b_{-j}(z)) \hat{e}_{ij}(r, \phi, \beta_j(z)) \quad (\text{III.18})$$

$$\vec{H}_t = \sum_j (b_j(z) + b_{-j}(z)) \hat{h}_{ij}(r, \phi, \beta_j(z)) \quad (\text{III.19})$$

où $b_j(z)$ est le coefficient décrivant l'amplitude et la phase du mode d'ordre j dans le sens de la propagation et $b_{-j}(z)$, celle dans le sens contrapropagatif.

La puissance modale correspondante est donnée par l'expression [1] : $P_j = |b_j|^2$.

L'écriture matricielle des équations de couplage est donnée par [56]:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\beta_1 & C_{12} & \cdots & C_{1M} \\ -C_{12} & i\beta_2 & \cdots & C_{2M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -C_{1M} & -C_{M2} & \cdots & i\beta_M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_M \end{bmatrix} \quad (\text{III.20})$$

β_j est la constante de propagation du mode d'ordre j et C_{ij} est le coefficient de couplage entre le mode d'ordre i et le mode d'ordre j .

On peut écrire l'expression des coefficients de couplage donnée par l'équation (III.20) sous la forme suivante [8] [1]:

$$C_{jl} = \frac{1}{4} \int_{A_\infty} \left\{ \hat{h}_j \times \frac{d}{dz} \hat{e}_l - \hat{e}_j \times \frac{d}{dz} \hat{h}_l \right\} \hat{z} dA \quad \text{si } j \neq l, \quad C_{jj} = 0 \quad (\text{III.21})$$

Le calcul des coefficients de couplage dans le cas d'une gaine finie est effectué à partir de l'équation de dispersion [56]:

$$\frac{U \cdot J_{\nu+1}(U)}{J_{\nu}(U)} = \frac{W \cdot K_{\nu+1}(W)}{K_{\nu}(W)}$$

On remplace \hat{h}_j par son expression donnée en fonction de \hat{e}_j [56]:

$$\hat{h}_j = n_{co} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \vec{z} \times \hat{e}_j$$

Ce qui permet d'écrire l'expression des coefficients de couplage donnée par [56]:

$$C_{jl} = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{K}{4(\beta_j - \beta_l)} \int_{A_{\infty}} \hat{e}_j^* \cdot \hat{e}_l \frac{\partial n^2}{\partial z} dA \quad (\text{III.22})$$

Avant de commencer le développement de cette expression, il est nécessaire de déterminer d'abord la dérivée de n^2 par rapport à z . Le profil d'indice pour les structures de fibre optique à saut d'indice est donné par l'expression suivante en fonction de l'axe transversal r suivant l'axe de propagation z .

$$\text{Où :} \quad n^2(r, z) = \begin{cases} n_{co}^2 & \text{si} \quad r \leq \rho_{co}(z) \\ n_{ga}^2 & \text{si} \quad \rho_{co}(z) < r \leq \rho_{ga}(z) \\ n_{ex}^2 & \text{si} \quad r > \rho_{ga}(z) \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

Soit $u(r)$ la fonction unitaire définie par : $u(r)=1$ pour $r \geq 0$, sinon $u(r)=0$. En utilisant cette fonction on peut exprimer $n^2(r, z)$ par une seule expression. A partir de l'équation précédente on peut écrire $n^2(r, z)$ par l'équation suivante [56]:

$$n^2(r, z) = n_{co}^2 \left[1 - \left(1 - \frac{n_{ga}^2}{n_{co}^2} \right) u(r - \rho_{co}(z)) - \left(\frac{n_{ga}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2} \right) u(r - \rho_{ga}(z)) \right] \quad (\text{III.24})$$

D'où :

$$\frac{\partial}{\partial z} n^2(r, z) = 2\Delta n_{co}^2 \left[\frac{d\rho_{co}(z)}{dz} \delta(r - \rho_{co}(z)) + H \frac{d\rho_{ga}(z)}{dz} \delta(r - \rho_{ga}(z)) \right] \quad (\text{III.25})$$

$$\text{Où :} \quad \Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{ga}^2}{2n_{co}^2} \quad \text{et} \quad H = \frac{n_{ga}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{ga}^2}.$$

On remplace cette dernière expression dans la formule des coefficients de couplage. On remplace aussi, les composante normalisées \hat{e}_j et \hat{e}_j^* par leurs expressions en fonction des composantes non normalisées e_j et e_j^* . Ainsi l'expression peut s'écrire :

$$C_{jk} = \frac{kn_{co}\Delta}{\beta_j - \beta_k} \frac{1}{\rho_{co}(z)} \frac{\frac{d\rho_{co}}{dz} \psi_j(1)\psi_k(1) + S \frac{d\rho_{cl}}{dz} H\psi_j(S)\psi_k(S)}{\left[\int_0^\infty \psi_j^2(R)RdR \int_0^\infty \psi_k^2(R)RdR \right]^{1/2}} \quad (\text{III.26})$$

S est le rapport entre le rayon de la gaine et le rayon du cœur. En fonction de z, S est donné par l'expression :

$$S(z) = \frac{\rho_{cl}(z)}{\rho_{co}(z)} = \frac{r_{cl}(z)}{r_{co}(z)}.$$

Aussi, le terme $\int_0^\infty \Psi_j^2(R)RdR$ est défini pour les modes de cœur par [57] [1]:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \Psi_j^2(R)RdR &= \frac{1}{2} [J_v^2(U) - J_{v-1}(U)J_{v+1}(U)] - D_1^2 \frac{S^2}{2} [K_v^2(W_g) - K_{v-1}(W_g)K_{v+1}(W_g)] \\ &+ B_1^2 \frac{S^2}{2} [I_v^2(WS) - I_{v-1}(WS)I_{v+1}(WS)] - \frac{B_1^2}{2} [I_v^2(W) - I_{v-1}(W)I_{v+1}(W)] \\ &+ C_1^2 \frac{S^2}{2} [K_v^2(WS) - K_{v-1}(WS)K_{v+1}(WS)] - \frac{C_1^2}{2} [K_v^2(W) - K_{v-1}(W)K_{v+1}(W)] \\ &+ B_1C_1S^2 [I_v(WS)K_v(WS) + I_{v+1}(WS)K_{v-1}(WS)] \\ &- B_1C_1 [I_v(W)K_v(W) + I_{v+1}(W)K_{v-1}(W)] \end{aligned} \quad (\text{III.27})$$

et pour les modes de gaine par :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \Psi_j^2(R)RdR &= \frac{1}{2} [J_v^2(U) - J_{v-1}(U)J_{v+1}(U)] - D_2^2 \frac{S^2}{2} [K_v^2(W_g) - K_{v-1}(W_g)K_{v+1}(W_g)] \\ &+ B_2^2 \frac{S^2}{2} [J_v^2(U_g) - J_{v-1}(U_g)J_{v+1}(U_g)] - \frac{B_2^2}{2} [J_v^2(\frac{U_g}{S}) - J_{v-1}(\frac{U_g}{S})J_{v+1}(\frac{U_g}{S})] \\ &+ C_2^2 \frac{S^2}{2} [Y_v^2(U_g) - Y_{v-1}(U_g)Y_{v+1}(U_g)] - \frac{C_2^2}{2} [Y_v^2(\frac{U_g}{S}) - Y_{v-1}(\frac{U_g}{S})Y_{v+1}(\frac{U_g}{S})] \\ &+ B_2C_2S^2 [J_v(U_g)Y_v(U_g) - J_{v-1}(U_g)Y_{v+1}(U_g)] \\ &- B_2C_2 [J_v(\frac{U_g}{S})Y_v(\frac{U_g}{S}) - J_{v-1}(\frac{U_g}{S})Y_{v+1}(\frac{U_g}{S})] \end{aligned} \quad (\text{III.28})$$

La figure (III.7) représente l'évolution des coefficients de couplage normalisés en fonction de V.

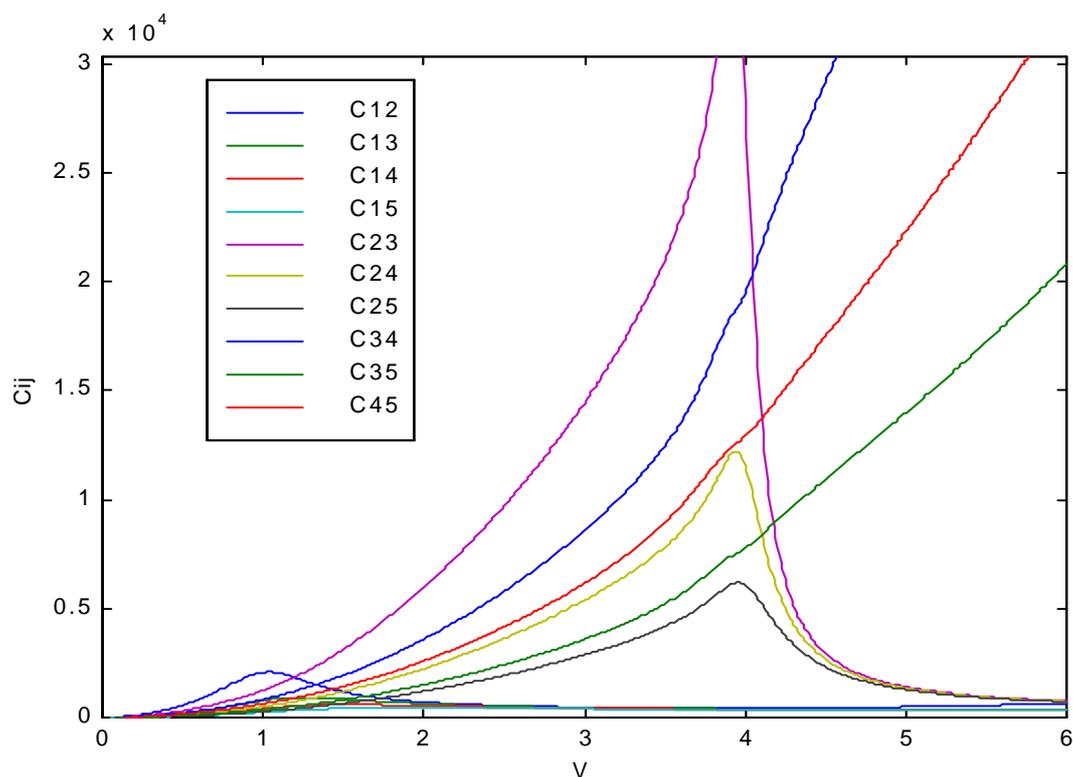


Fig III.7 : Coefficients de couplage normalisés des modes LP0m.

Conclusion :

La méthode présentée dans ce chapitre est une résolution analytique basée sur une modélisation de la propagation de la lumière. Si cette modélisation fait que cette méthode s'avère généralement moins précise qu'une résolution numérique directe des équations de Maxwell, elle n'en est pas moins très intéressante car elle permet de prendre en compte de façon simple les variations de diamètre du cœur de la fibre et des indices de réfraction responsable de la fabrication des LPFGs. Elle permet également de mieux rendre compte du transfert d'énergie lors du couplage des modes de cœur avec les modes de gaines suite à une perturbation de la propagation de la lumière et rend alors possible la formalisation de ce couplage par la théorie des modes couplés.

Ces échanges sont, comme nous l'avons vu, la base des composants passifs tout optique qui créent des perturbations principalement soit par des variations de géométrie (fibre biconique) soit par des variations périodiques de l'indice du cœur (réseaux de Bragg).

Un des points essentiels de ce chapitre est l'évaluation d'un coefficient de couplage pour la théorie des modes couplés permettant de prendre en considération les variations de l'indice du cœur et les variations de la géométrie d'un composant. Ce coefficient permet d'étendre les domaines d'applications de l'étude de la diffusion à l'étude de l'association d'une structure biconique et d'un réseau de Bragg.

Les applications des réseaux de Bragg à long pas (LPGF) dépendent énormément de la méthode de fabrication, c'est pourquoi, plusieurs études et recherches sont en cours d'étudier les méthodes et paramètres de fabrication les plus adéquats aux applications voulu. C'est dans cet axe, que notre partie expérimentale du prochain chapitre se déroulera.

Chapitre IV :

Réalisation des LPGFs

Préface :

L'objectif de ce travail et des différentes expérimentations et essais pratiques ne sera pas uniquement la réalisation de réseaux de Bragg sur fibres optiques monomodes standards et PCF et cela grâce à une soudeuse de fibres de type (FITEL S175), mais surtout une meilleure compréhension des différents stimuli extérieurs appliqués à la fibre (arc électrique, temps d'exposition, puissance de l'arc, et autres...) et leur incidence phénoménologique sur la fibre ainsi que la réaction de cette dernière aux différents changements d'environnement, les possibles interactions entre ces différents phénomènes et leurs apports positifs ou négatifs à la réponse spectrale de la fibre .

L'expérimentation des différents paramètres, permet aussi d'avoir une vision plus générale de la réaction de la fibre optique à des efforts, tels que l'arc électrique, le chauffage ou l'étirement, sans permettre une totale prévisibilité de la réaction de cette dernière, elle permet l'affinement des paramètres de travail et une plus ample appréciation des limites des stimuli applicables.

Dans cette partie expérimentale, on va mettre l'accent sur tout ce qui concerne la partie réalisations des LPGFs sur les fibres standards monomodes et sur les PCFs. Nous commencerons donc par introduire le banc de fabrication, on citera les différents instruments utilisés pour la gravure et l'interprétation des résultats obtenues, on sera par la suite ramené à présenter le logiciel qui gère tout ce processus à distance et à expliquer son fonctionnement. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation des résultats obtenus et leurs interprétations.

IV.1 présentation du banc expérimental pour la fabrication des composants optiques par arc électrique

Dans notre réalisation on va travailler uniquement par la technique de gravure des réseaux de Bragg par arc électrique car le banc expérimental au laser CO₂ n'est pas encore monté, mais il devrait y avoir presque les mêmes instruments que dans le banc précédent sauf bien sûr la soudeuse qui va être remplacée par le laser CO₂.

Le banc d'essai se caractérise par un certain nombre de contraintes, et la manipulation par un certain nombre d'incertitudes que nous tenterons d'expliquer au mieux, afin d'en amoindrir

les effets sur les tentatives de compréhension des réponses de la fibre. Pour cela une description détaillée de la manipulation et du banc est nécessaire.

Le principal objectif de ce banc est la réalisation de composants de fibre optique tel que les réseaux de Bragg à long pas par la technique de l'arc électrique et cela de deux manières avec ou sans micro-étirements afin de pouvoir étudier l'influence des divers paramètres (puissance, temps d'exposition, nombre de pas) sur leurs caractéristiques spectrales.

Il est constitué de plusieurs appareils disposés sur une table anti-vibration de Melles Griot pour éviter que les expériences soient perturbées par des vibrations externes.

Sur cette table on trouve une soudeuse de fibres optiques qui sert comme une source d'arc électrique, un analyseur de spectre optique, une source lumineuse, ainsi que deux étages de translation munis de deux pinces pour la fixation de la fibre. Ces derniers sont entraînés par deux moteurs pas à pas.

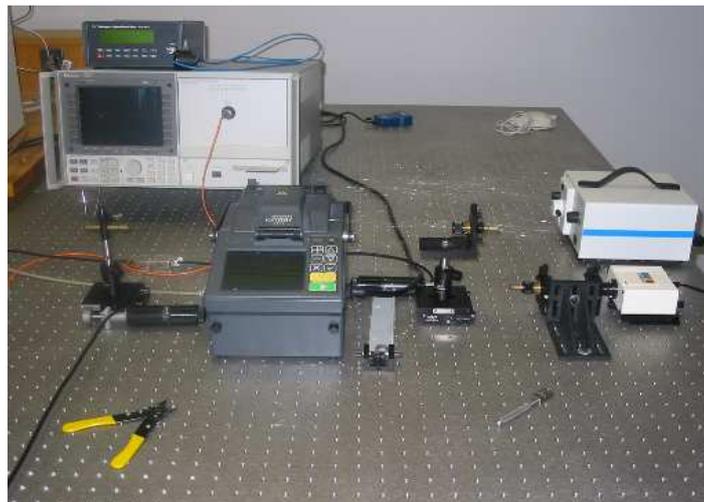


Fig.IV.1 : Banc de fabrication des LPGFs

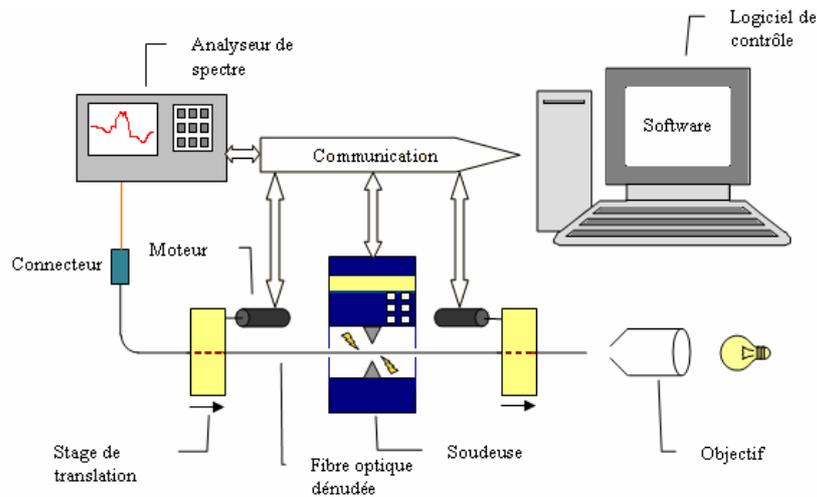


Fig.IV.2 : Schéma synoptique du banc expérimental

Tous ces appareils sont reliés à un micro ordinateur à travers ses différents ports afin de pouvoir les commander par un seul logiciel et d'automatiser le processus de fabrication.

Nous donnons par la suite le rôle et les caractéristiques de chaque appareil.

IV.1.1 Source lumineuse

On utilise comme source lumineuse une Source de lumière SL1 StellarNet. La fibre optique est clivée manuellement, puis introduite à l'intérieur de la source de lumière, afin de récolter un maximum d'intensité lumineuse, ou elle est maintenue grâce à un tenant à fibre, qui pivote sur deux axes, et qui sert aussi au réglage manuel de l'intensité du signal d'entrée. Il est nécessaire pour la comparaison des différents résultats obtenus, d'avoir un niveau d'intensité lumineuse de référence, ce niveau de signal doit répondre à différentes conditions, être d'amplitude suffisamment élevé et cela même après gravure, de manière à ne pas être confondu par la nature des changements et des pics observés sur le signal, par rapport au bruit détecté par l'analyseur de spectre, il est aussi nécessaire que le niveau initial du signal soit facilement reproductible pour chaque expérience. C'est un compromis entre ces deux nécessités qui doit être fait pour optimiser le signal d'entrée du système, et c'est donc autour de -55dB qu'a été choisie la valeur moyenne du signal d'entrée, il est bien sur nécessaire de prendre en compte la non reproductibilité exacte du signal d'entrée en amplitude à chaque début d'expérience.

Afin de faciliter l'expérimentation, de réduire les pertes, et les perturbations externes subies par le signal et dues à la connexion de raccordement entre la fibre optique utilisée lors de la gravure et la sonde optique de raccordement de l'analyseur de spectre, il est préférable de

souder une portion de fibre optique ici de vingt mètres (choix arbitraire en sachant que l'atténuation linéique de la fibre est de 0.2 dB/Km) à la sonde optique de raccordement et cela grâce à la soudeuse de fibre. Il est nécessaire de prêter une attention particulière à cette soudure car elle ne doit en aucun cas détériorer la qualité du signal d'entrée.

IV.1.2 Moteur de déplacement

Les moteurs internes de la soudeuse de fibre ne permettant pas un déplacement suffisant de la fibre pour graver des réseaux de Bragg à long pas, Des Moteurs de déplacements nanométriques sont utilisés afin de permettre le déplacement de la fibre lors de la gravure ainsi que l'application de contraintes d'étirement sur la fibre afin de créer des changements macroscopiques et microscopiques sur cette dernière et en changer son indice de réfraction.. Les moteurs pas à pas de Melles Griot ont une précision de 100 nanomètre sur une plage de 13.5 millimètres.



Fig.IV.3 : Les moteurs nanométriques disposés sur le banc

Ils sont liés aux étages de translation Newport où seront montées les deux pinces de serrage. Ces étages possèdent des ressorts de rappel pour garantir le retour sans avoir besoin d'une force extérieure.

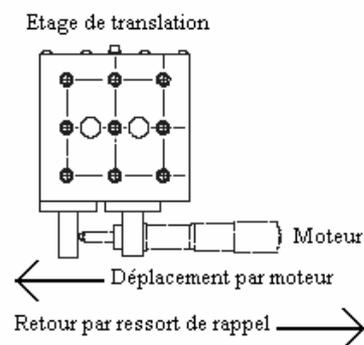


Fig.IV.4 : Moteur et étage de translation

Ces deux moteurs sont reliés à un contrôleur qui les commande via deux liaisons série. Le contrôleur est relié à un ordinateur par un port USB et est commandé grâce aux pilotes (drivers)

fournis par Melles Griot.

Dans le processus de fabrication des LPGFs, les moteurs ont deux fonctions distinctes. La première est de faire avancer la fibre entre chaque inscription pour réaliser le réseau de Bragg. La seconde est d'assurer les étirements : un moteur tire la fibre et l'autre reste fixe ou les deux moteurs tirent la fibre en sens opposés. C'est ainsi qu'on réalise une déformation géométrique lorsque la fibre est chauffée par l'arc électrique.

Les paramètres modifiables dans ces moteurs sont la vitesse, l'accélération et le sens de déplacement. Afin d'obtenir un nombre de pas maximum il s'est avéré nécessaire de replacer les moteurs après chaque expérience de façon manuelle, grâce à cette remise à zéro manuelle des moteurs il est possible de graver jusqu'à 30 pas consécutifs sur une fibre avec une valeur de pas de 0.5 mm. Les moteurs sont liés à un contrôleur afin de fixer leurs paramètres de travail (vitesse, accélération et sens de déplacement).



Fig.IV.5 : Contrôleur des moteurs

IV.1.3 Soudeuse de fibre Fitel S175

La soudeuse de fibres optiques Fitel S175, et conçu principalement pour souder deux fibres avec des pertes minimales grâce à l'envoi d'un arc électrique qui permet la fusion des deux bouts de fibre. Le laboratoire EMAT a adapté cette soudeuse de telle façon qu'elle soit exploitée non seulement pour souder mais aussi pour fabriquer des composants optiques tel que des LPGFs.

Elle possède notamment un menu riche, permettant le contrôle avancé des paramètres afin de réaliser des soudures de qualité. Elle est équipée aussi de plusieurs capteurs détectant l'humidité, la température et même la poussière [4].

Pour le cas d'une soudure de deux bouts de fibres, deux moteurs nanométriques sont chargés du positionnement des deux bouts afin d'assurer leur alignement. Elle dispose, en plus, de deux caméras microscopiques montrant la position de la fibre sur l'écran.

**Fig.IV.6** : Soudeuse de fibres optiques Fitels175**Fig.IV.7** : Menu de la soudeuse

Elle a l'avantage d'être programmable et on peut charger un nouveau programme ou bien choisir l'un des programmes prédéfinis. Certains paramètres de soudure sont modifiables via les menus. Les plus importants sont la puissance de l'arc et le temps de l'arc.

A part le module de fusion, la soudeuse contient également un module de chauffage, d'une température allant jusqu'à 230°C. On utilise ce module pour étudier l'influence de la température sur les composants fabriqués.

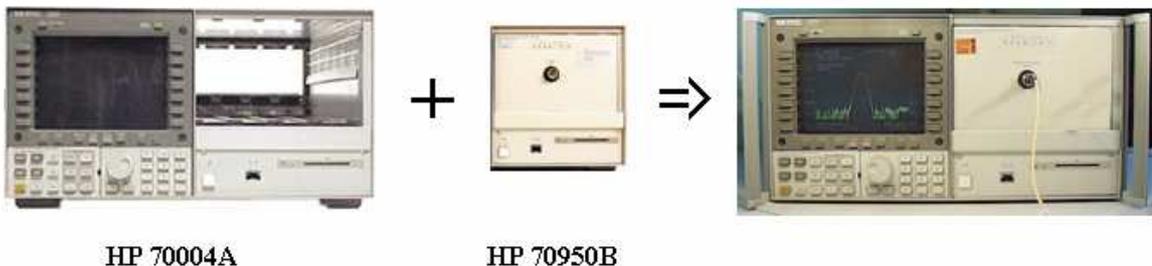
Du point de vue contrôle, la soudeuse peut être commandée par un ordinateur via le port série RS232. Elle est aussi équipée d'une sortie vidéo pour pouvoir recueillir l'image de son écran sur l'ordinateur.

IV.1.4 Analyseur de spectre optique (OSA : Optical Spectrum Analyzer)

L'analyseur de spectre optique est constitué en fait de deux modules séparés :

- 1 Le HP 70950B qui reçoit le signal optique et l'envoie au module HP 70004A.
- 2 Le HP 70004A qui a pour rôle les fonctions de paramétrage, de traçage, de traitement et de stockage des informations.

Voici les photographies de ces deux modules vus séparément.

**Fig.IV.8** : Photographie des deux modules constituant l'analyseur de spectre optique

Ces deux modules offrent l'ensemble des fonctions nécessaires à l'évaluation des résultats

expérimentaux.

Un analyseur de spectre est utilisé pour le traitement du signal lumineux en sortie de fibre, grâce à une sonde connectée à l'entrée optique de ce dernier, et cela afin d'analyser les différents changements en amplitude et en fréquence, résultant des différentes opérations de gravure. La plage d'analyse de l'analyseur de spectre va de 600nm à 2300nm, et correspond bien avec la plage d'émission en fréquences de la source lumineuse. On focalisera cependant nos observations sur une plage allant de 1300nm à 1700nm, correspondant à la partie la plus stable et la moins bruitée du signal lumineux. Il est donc nécessaire d'avoir une lampe avec le meilleur spectre possible dans l'infrarouge. Dans notre cas on a utilisé une lampe qui émet de la lumière blanche (elle parcourt une large bande de fréquence).

L'analyseur de spectre reste totalement paramétrable à distance par ordinateur à travers un software, qui permet de paramétrer la sensibilité, le niveau de référence, la résolution, l'échantillonnage, l'échelle ainsi que la bande de fréquence traitée. Il permet d'ailleurs l'affichage des différentes courbes du signal obtenues (jusqu'à cinq courbes simultanément), leur comparaison, leur soustraction ainsi que leur enregistrement sous forme de fichiers textes ou Matlab, la connexion entre l'analyseur de spectre et l'ordinateur se fait à travers un port GPIB. L'analyseur de spectre permet aussi le réglage des paramètres d'affichage des courbes en amplitudes et en fréquences, et sert aussi à fixer la valeur moyenne d'entrée du signal à -55dB .

IV.1.5 Fibre optique

Une fibre optique monomode standard de $9\mu\text{m}$ de diamètre de cœur et $125\mu\text{m}$ de diamètre de la gaine est utilisée, afin de simplifier la manipulation et minimiser les pertes et l'influence du bruit, les essais se feront à chaque fois sur des sections de fibres de à peu près vingt mètres enroulées autour d'une bobine et déroulées au fur et à mesure des expériences, cette opération permet de ne pas utiliser des connecteurs manuels de fibres qui peuvent engendrer des pertes et des déformations du signal par leur incidence aléatoire, ainsi qu'un gain important de temps lors de la préparation de la fibre. Une extrémité de la fibre sera soudée à la sonde optique, tandis que l'autre extrémité de la fibre sera clivée pour être injectée dans la source lumineuse. La cliveuse est utilisée pour le clivage manuel de la fibre et la pince est prévue pour la dénuder.



Fig.IV.9 : Matériel de réalisation du montage

IV.1.6 Software

Un software permet le contrôle à distance du banc d'essai, et la gestion des différents instruments (soudeuse de fibre, moteur, analyseur de spectre, Web Cam), ainsi que l'affichage des résultats sur le moniteur pour les comparer et les enregistrer. Il existe aussi une version client du logiciel qui permet la commande du banc à partir de n'importe quel ordinateur connecté à Internet, par la simple injection de l'adresse IP du serveur et qui communique grâce au protocole TCP/IP.

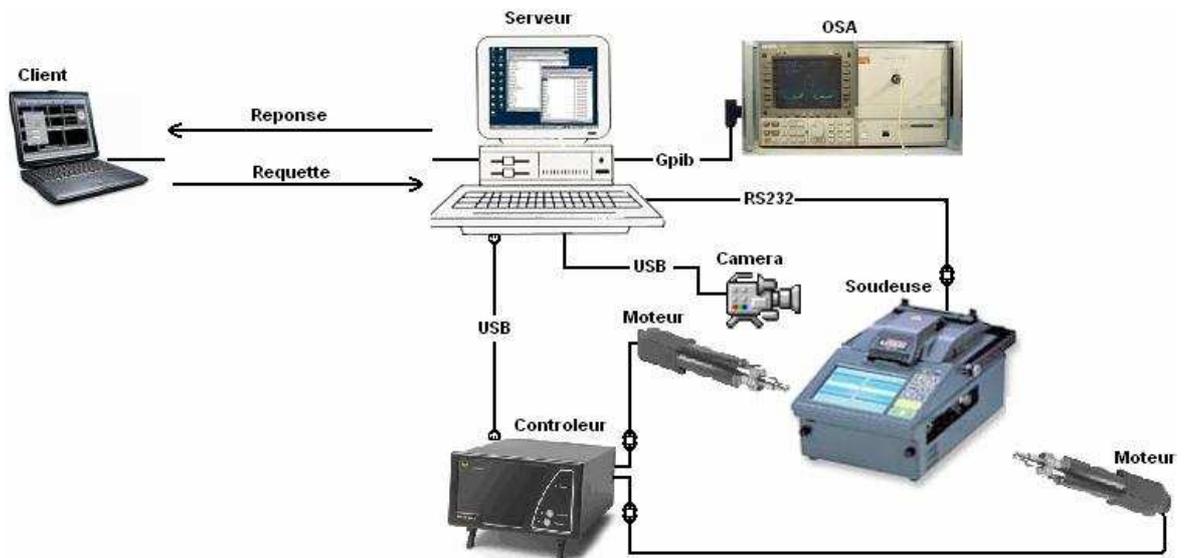


Fig.IV.10 : Concept de la commande à distance

IV.2 Présentation du logiciel

Ce logiciel était réalisé à l'université de Moncton par un stagiaire français, nommé Yoan Cardinal, qui vient de l'ENIB (École Nationale d'Ingénieurs de Brest). Ce logiciel était spécialement conçu pour centraliser la commande de la fabrication des LPGFs et traiter les résultats obtenus, il permet aussi grâce à une architecture client/serveur de se partager les ressources matérielles commandées par ce logiciel avec d'autres laboratoires et groupes de recherche. Pour plus de détail

sur ce logiciel, nous invitons le lecteur à consulter le rapport de stage de Yoan soutenu le 12 janvier 2005.

IV.2.1 Automatisation des appareils

L'idée de base de ce logiciel est donc de centraliser la commande des appareils se trouvant sur le banc de fabrication. Car il est clair que le fait de pouvoir commander un instrument à partir d'un ordinateur donne plus de flexibilité et de degrés de libertés à l'utilisateur. En effet ce logiciel facilite l'accès à l'utilisateur pour modifier les paramètres des appareils afin d'obtenir le réseau de Bragg théoriquement voulu.

Par ailleurs ce logiciel apporte une précision beaucoup plus importante que celle d'un utilisateur manipulant manuellement les différents appareils du banc. Un autre point aussi important à mentionner, est celui de la synchronisation : parfois on se trouve obligé de synchroniser deux commandes différentes à deux instruments différents, ce qui est impossible à réaliser manuellement, avec le logiciel, on peut synchroniser même plus que deux appareils.

Bien évidemment, les résultats obtenus doivent être enregistrés pour un éventuel traitement, de ce fait, une partie de ce logiciel est destiné à assurer ce traitement, et donc toutes les données collectées de l'analyseur de spectre seront transmises vers l'ordinateur. Ainsi grâce au logiciel c'est plus facile de manipuler, traiter puis sauvegarder (grâce aux éditeurs adéquats tels que Matlab ou Excel) et surtout interpréter les résultats expérimentaux obtenus. Tous ces avantages, rend ce logiciel développé assez adapté pour la fabrication des réseaux de Bragg.

IV.2.2 Commande à distance

Le fait d'assurer une commande à distance du banc de fabrication ouvre de nouveaux horizons de recherche entre les universités du monde. En fait, grâce à cette architecture client/serveur :

- 1 On peut facilement partager le matériel commandé avec d'autres universités, centres de recherches ou entreprises, ceci est principalement dû aux prix assez élevés du matériel de recherche. Grâce à ce logiciel, un seul laboratoire de recherche, dans notre cas c'est l'université de Moncton, pourra procurer le matériel et le "prêter à distance" occasionnellement. Le développement de ces pratiques peut ramener des gains énormes mais aussi renforcer les liens entre entreprises et universités même.

- 2 On peut effectuer des manipulations à distance, ceci est primordial lorsqu'il s'agit de manipuler des matériels assez dangereux (produit chimiques, lasers de puissance...). De plus, les

normes de sécurité récentes ont fait de sorte que la sécurité occupe un haut niveau dans l'échelle des priorités de la recherche et du développement.

3 On peut aussi assurer des TPs à distance de même poids que les TPs classiques. Ceci est très utile pour les laboratoires virtuels des universités assurant l'enseignement à distance.

IV.2.3 Fenêtres et programmes du logiciel

Ce logiciel se décompose donc en plusieurs fenêtres accessibles à partir d'un menu présent sur la fenêtre de démarrage. Pour sécuriser l'accès au logiciel, une lecture de carte magnétique au démarrage est indispensable. Seules les cartes préenregistrées avant la compilation du logiciel sont acceptées, ainsi son accès est restreint à quelques personnes du laboratoire.

IV.2.3.1 Fenêtre de démarrage du logiciel client

Voici la fenêtre de démarrage du logiciel client, il s'agit d'une zone de texte pour la saisie de l'adresse IP du serveur sur lequel on veut se connecter.

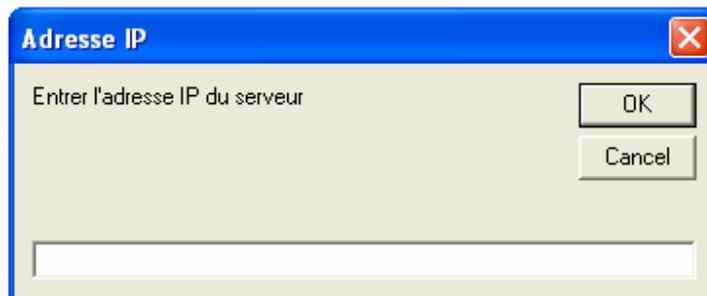


Fig.IV.11 : Fenêtre pour la saisie de l'adresse IP du serveur

Une fois l'adresse IP saisie, on clique sur le bouton *OK* pour se connecter au serveur. Dans le cas où l'adresse saisie serait invalide, un message apparaît sur l'écran pour vous avertir que la connexion n'a pas eu lieu et l'on pourra réessayer dans le menu *Connexion*.

IV.2.3.2 L'onglet *Connexion* du client

Voici la fenêtre qui apparaît lorsque l'on clique sur l'onglet *Connexions* ou encore au démarrage du logiciel.

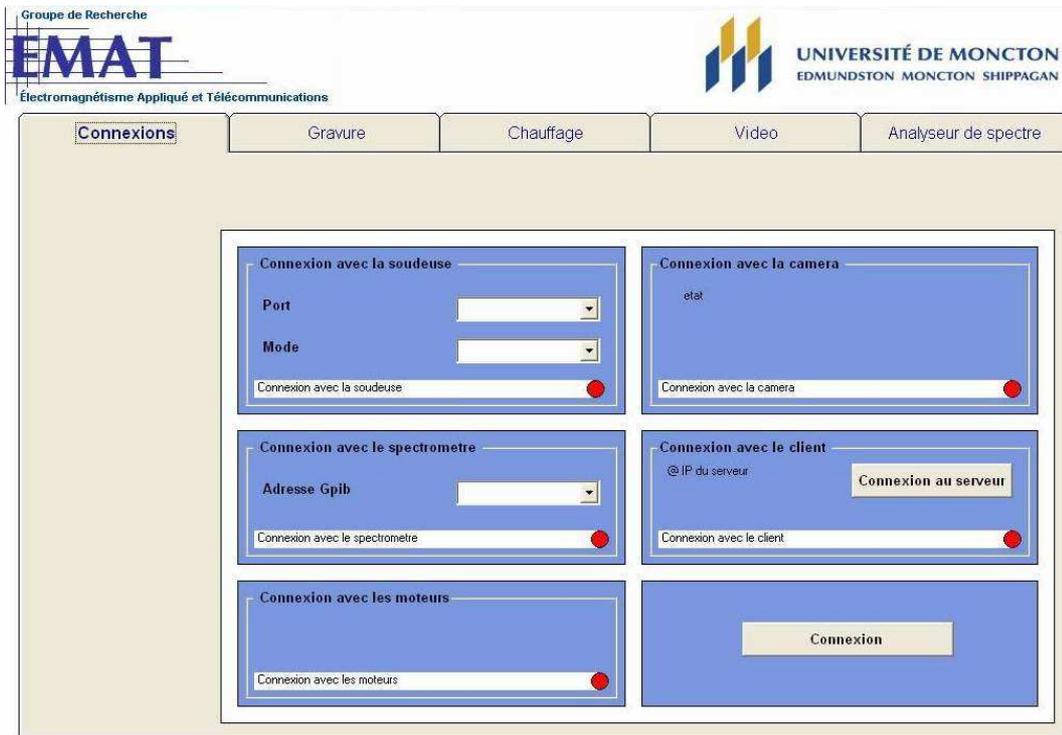


Fig.IV.12 : Onglet *Connexion* du logiciel client

Le bouton *Connexion au serveur* permet de ressaisir l'adresse IP du serveur en cas d'erreurs ou d'échec lors de la première tentative alors que le bouton *Connexion*, en bas à droite, permet de demander au serveur l'état des appareils du banc optique. Le serveur teste la connexion avec ses instruments et retourne les informations au client.

IV.2.3.3 L'onglet *Gravure* du client

Cette fenêtre permet au client d'effectuer la gravure des réseaux de Bragg. Après avoir saisi les paramètres de déplacement des moteurs, il faut choisir le mode de gravure que l'on souhaite explorer puis saisir les paramètres de la gravure (puissance de l'arc, temps d'exposition et le pas du réseau).

La clique sur le bouton « Graver » lance le processus de vérification des paramètres et envoie la commande à l'arc électrique.

Une fois la commande passée au serveur, l'onglet « vidéo & Messagerie instantanée » est activé pour suivre visuellement le lancement du processus sur le banc optique.

a. Gravure sans étirement

On envoie un arc électrique sur la fibre et puis on déplace la fibre avec les moteurs et envoie un autre arc et ainsi de suite jusqu'à obtenir le réseau voulu. Pour activer ce mode, il faut cliquer sur

l'onglet *sans étirement*. Tout d'abord on détermine le nombre d'inscriptions dans la case nombre de pas. Puis pour chaque pas on donne les paramètres voulus et on les charge par le bouton «charger». Les trois paramètres modifiables sont la puissance de l'arc, le pas de l'arc et le temps de l'arc.

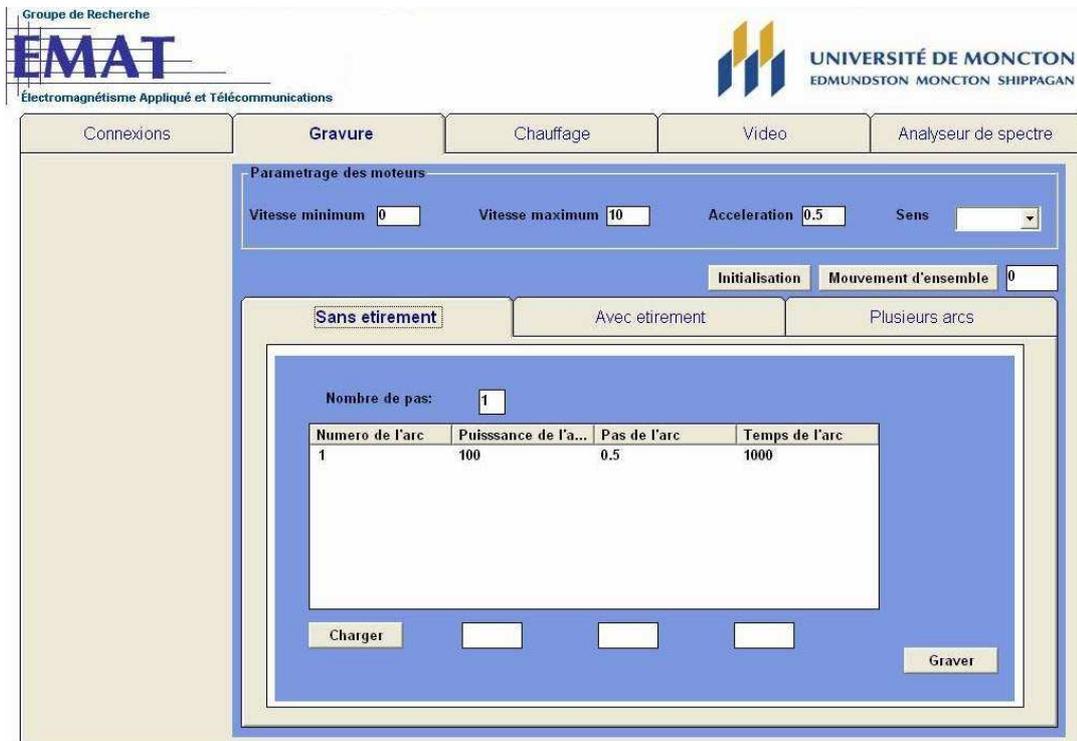


Fig.IV.13: Onglet *Gravure* du logiciel client : sans étirement

b. Gravure avec étirement

Dans ce mode, on envoie un arc électrique sur la fibre pour la chauffer localement et puis on tire sur les deux moteurs en sens opposé de façon à créer les modifications géométriques souhaitées.

Après avoir saisi les paramètres de déplacement des moteurs, il faut choisir le mode de gravure que l'on souhaite explorer puis saisir les paramètres de la gravure (puissance de l'arc, le pas du réseau et le temps d'exposition).

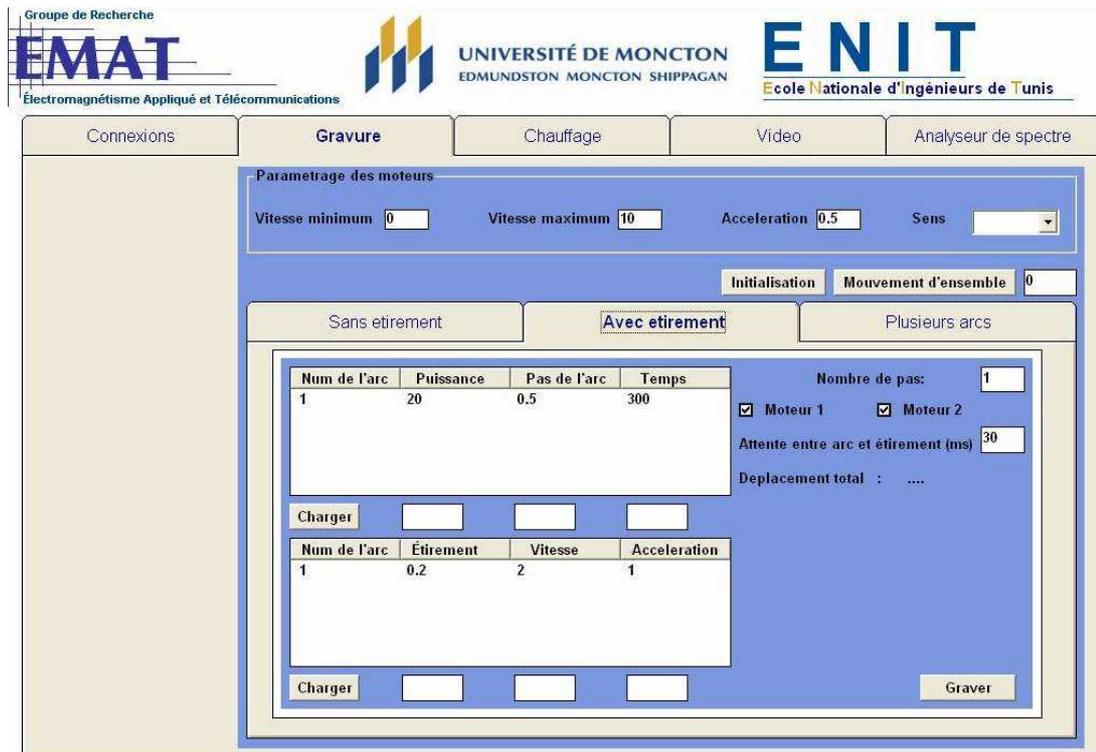


Fig.IV.14: Onglet *Gravure* du logiciel client : avec étirement

c. Gravure avec plusieurs arcs

Dans ce mode, on peut envoyer plus d'un arc sur la fibre avant de la déplacer. D'autres paramètres, comme le nombre d'arc par pas ou le temps entre deux arcs, sont alors à saisir.

Cette fenêtre permet de commander l'un des appareils clef du banc : la soudeuse de la fibre.

Comme la montre la figure ci-dessus, sur cette fenêtre, on trouve principalement les commandes suivantes :

- 1 «Nombre de pas» : c'est le nombre de pas à graver sur la fibre.
- 2 «Nombre d'arcs par pas» : ce paramètre offre l'avantage de faire plusieurs arcs par pas.
- 3 «Pas de l'arc» : ça correspond à la distance en mm entre deux inscriptions successive, soit la période du réseau.
- 4 «Puissance de l'arc» : ceci indique la puissance avec laquelle l'arc attaque la fibre.
- 5 «durée de l'arc» : c'est le temps en ms durant lequel la fibre sera exposée à l'arc
- 6 «temps entre les arcs d'un pas» :
- 7 «temps de repos» :

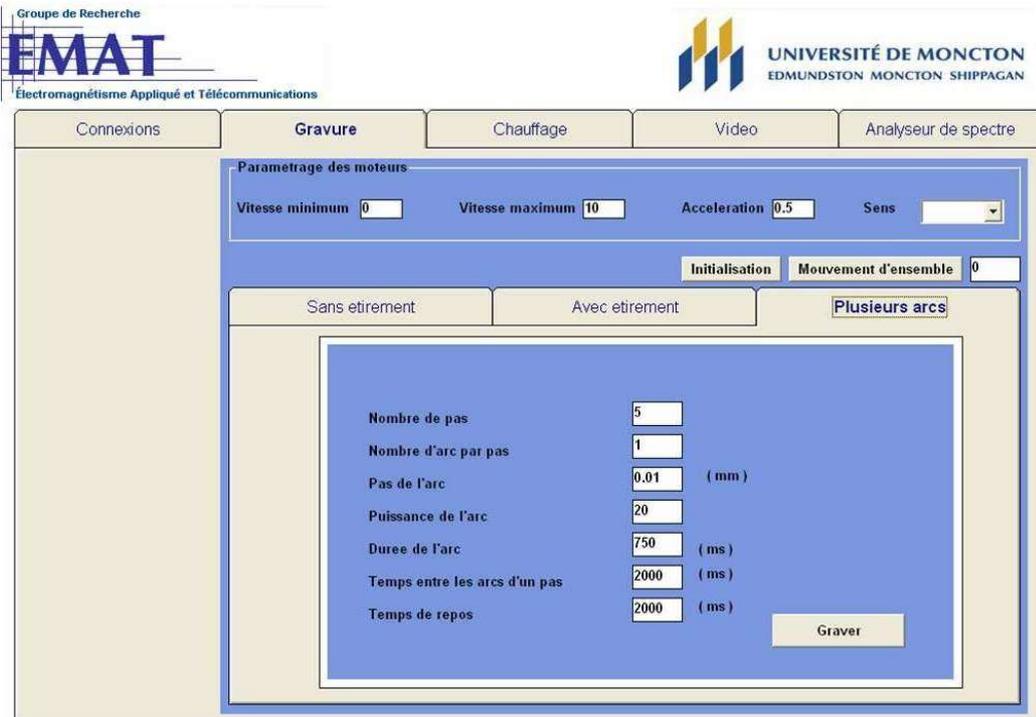


Fig.IV.15: Onglet *Gravure* du logiciel client : plusieurs arcs

L'intensité correspond à l'intensité de l'arc électrique créée entre les électrodes de la soudeuse, l'échelle de l'intensité de l'arc varie de 8mA et 14mA. Le temps d'exposition représente la durée pendant laquelle la fibre sera exposée à un arc électrique variant de 1ms à 2500 ms. Le pas de gravure varie de 0.2mm à 0.8mm pour les LPGFs et représente l'intervalle entre les changements ponctuels d'indice de la fibre. Le nombre d'arcs correspond à la longueur du réseau que l'on veut graver, afin de pouvoir observer l'évolution de la réjection au fur et à mesure de la gravure elle sera faite par tranche de 1 à 3 gravures. Le nombre d'arcs par pas représente le nombre de stimuli pour chaque gravure, on peut utiliser un seul arc par pas avec des valeurs d'intensité et de temps importants ou alors un nombre plus important d'arc de 10 à 150 avec des valeurs d'intensité et de temps faibles. Le temps entre arcs représente le laps de temps séparant deux arcs consécutifs, et varie de 1s à 6s. Le temps de repos quand à lui représente le temps entre deux séries consécutives d'arcs.

IV.2.3.4 L'onglet *chauffage* du client

Cette fenêtre permet d'activer le programme de chauffage de la soudeuse. Dans notre cas elle est utilisée pour caractériser le réseau gravé par rapport à la température, il suffit juste de placer le réseau, introduire les paramètres correspondants (température de chauffage, temps de chauffage et

température de refroidissement), les charger dans la RAM de la soudeuse par le bouton «charger» et lancer le processus par le bouton «lancement»

Sur cette fenêtre on retrouve principalement les boutons suivants :

The screenshot shows the 'Chauffage' (Heating) tab of a software interface. The interface has a header with logos for 'Groupe de Recherche EMAT' and 'UNIVERSITÉ DE MONCTON EDMUNDSTON MONCTON SHIPPAGAN'. Below the header are five tabs: 'Connexions', 'Gravure', 'Chauffage', 'Video', and 'Analyseur de spectre'. The 'Chauffage' tab is selected and contains a form with the following fields and values:

Temperature de chauffage(Deg C)	220	Nom du programme	<input type="text"/>
Temp de chauffage (sec)	30		<input type="text"/>
Temperature de refroidissement (Deg C)	100		<input type="text"/>
Temp de refroidissement (sec)	60		<input type="text"/>
Pattern change	0		<input type="text"/>
Sleeve length	60		<input type="text"/>
OVER_TEMP	240		<input type="text"/>
H_RESET_MODE	0		<input type="text"/>
H_RESET_FLAG	1		<input type="text"/>
HEAT_INIT	18501	<input type="button" value="Charger"/>	

At the bottom right of the form is a button labeled 'Lancement'.

Fig.IV.16: Onglet *Chauffage* du logiciel client

IV.2.3.5 L'onglet *Vidéo & Messagerie instantanée* du client

Cette fenêtre s'affiche automatiquement après le lancement d'une procédure de gravure de réseau de Bragg et permet le suivi du bon déroulement des opérations du côté client.



Fig.IV.17 : L'onglet *Vidéo* et *Messagerie instantanée* du logiciel client

Nous voyons affichée, sur la figure ci-dessus, l'écran de la soudeuse de fibre optique par la webcam. Cette image a été prise après le lancement d'une opération de gravure de réseau de Bragg sans étirement et avec plusieurs arcs. Le clavier de la soudeuse se trouve juste à côté de la vidéo pour pouvoir raffiner la qualité de l'image sur l'écran de la soudeuse (augmenter la luminosité par exemple) ou encore rajouter quelques arcs électriques (si la déformation géométrique ne vous convient pas).

Le module « *Messagerie Instantanée* » se trouve juste à côté de la vidéo, à droite de l'image et permet l'échange de messages entre la personne se trouvant physiquement sur le laboratoire et la personne distante.

Le client demande, dans cette image, que l'analyseur de spectre soit mis sous tension.

IV.2.3.6 L'onglet *analyseur de spectre* du client

Les fonctions enregistrement et chargement de courbes se trouvent dans la commande de l'analyseur de spectre. L'interface de commande permet de visualiser les courbes obtenues, et d'en régler les paramètres d'affichage ainsi que la soustraction la comparaison et l'enregistrement. La sauvegarde et le chargement des courbes peut se faire dans deux types de fichier : un fichier texte utilisable avec Ms Excel et un second utilisable avec MatLab.

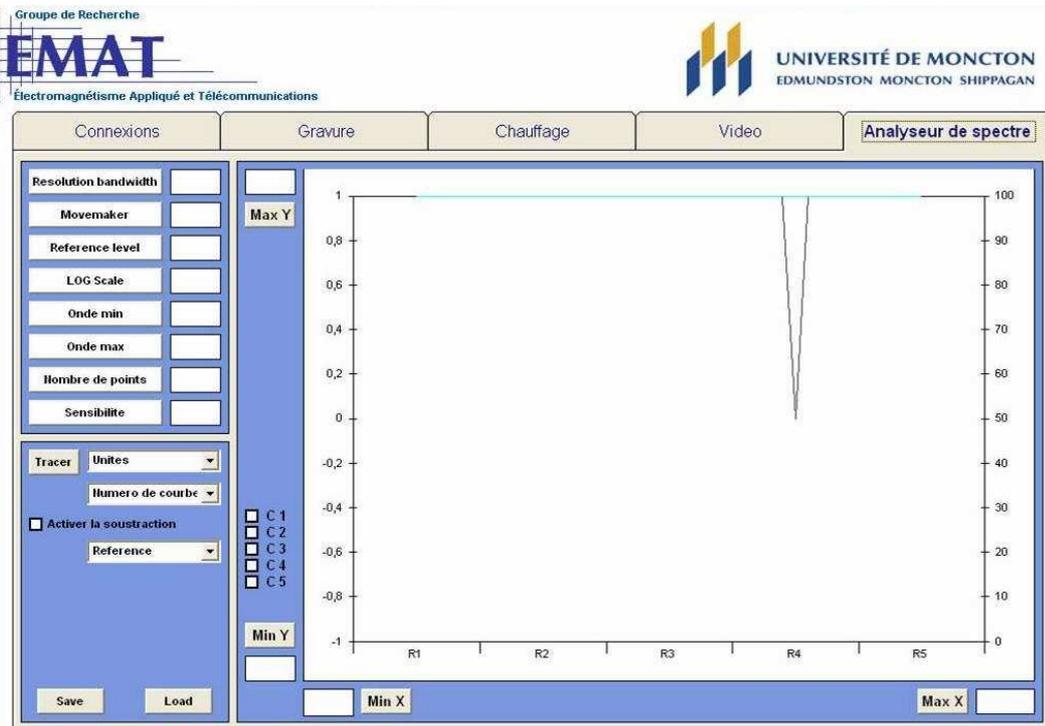


Fig.IV.18: l'onglet de l'analyseur de spectre du client

Les paramètres essentiels de l'analyseur de spectre sont :

- 1 Niveau de référence
- 2 Échelle
- 3 La fréquence min et max de travail
- 4 L'échantillonnage de la courbe
- 5 La sensibilité

Le niveau de référence est choisi autour de -55dB, qui correspond à la valeur moyenne de notre signal initial, deux échelles sont utilisées, la première est de dix dB par division afin de faciliter la visualisation du signal et le réglage à son niveau initial, après gravure une échelle d'un dB par division est utilisée afin de permettre la lecture et la compréhension des courbes obtenues, la fréquence minimale de travail est fixée autour de 1300nm et la fréquence maximale de 2300nm. Cette plage permet de couvrir la bande des fréquences autour de 1550nm dans laquelle la fibre optique est monomode, la sensibilité de l'analyseur de spectre permet de sélectionner les valeurs du signal qui nous intéresse.

Le bouton « Save » permet d'enregistrer tous les points qui constituent chacune des courbes sélectionnées dans un seul fichier au format texte pour pouvoir garder une trace des résultats

obtenus.

Le bouton « *Load* » permet d'ouvrir ces fichiers, de séparer les points suivant leur appartenance aux différentes courbes et d'exporter ces données sur Excel par exemple.

IV.2.4 Méthodologie

Dans ce paragraphe on va se limiter à décrire le processus de fabrication des LPFGs, la fabrication en elle-même n'est pas compliqué, mais juste elle demande plusieurs étapes élémentaires :

Dans le cas où, la fonction *serveur* serait activée, une personne devrait préparer le banc expérimental d'abord et rester près du banc pour aider le client (replacer une nouvelle fibre par exemple si elle se cassait).

1 Tout d'abord, il faut préparer le banc, c'est-à-dire, pour réaliser une gravure, il faut réinitialiser les moteurs : faire retourner les moteurs à leur point du départ et ne pas les déplacer manuellement car ils risquent de perdre leur référence, ensuite placer la fibre après dénudation dans la soudeuse et cliver le bout qui sera connecté à la source de la lumière, il faut s'assurer du bon clivage de la fibre. Cette première étape demande beaucoup de précision et de pratique pour arriver à maîtriser la dénudation et le clivage dès le premier coup.

2 Dans une seconde étape, on passe au lancement du logiciel; Après avoir lancé le programme de commande sur le PC, Le bouton *Connexion* devrait vous permettre de voir les connexions réussies.

3 il faut choisir le sens de déplacement des moteurs, et les paramètres du réseau à graver. Toutefois avant de lancer le programme, il est indispensable de faire appel à la fenêtre de l'analyseur de spectre pour dessiner le spectre de la lumière à travers la fibre avant gravure du réseau. Cette courbe va servir comme courbe de référence pour dessiner par la suite les spectres après gravure.

4 À ce moment on est prêt à lancer le processus, et donc il suffit d'appuyer sur le bouton lancement de la soudeuse.

5 Enfin, il faut faire la différence entre le graphe de référence et celui du spectre après gravure pour avoir les spectres de réjection des LPFGs réalisés, c'est à ce moment qu'on passe à l'interprétation des graphes obtenus.

IV.3 Synthèse des résultats obtenus

L'objet de cette partie, est la caractérisation des LPFGs gravés sur les divers supports de fibres disposant au laboratoire et dont l'étude était faite dans les chapitres précédents.

D'abord on va s'intéresser aux LPFGs gravés sur les fibres monomodes standard, on va interpréter les résultats obtenus avec un seul arc et celles obtenus avec plusieurs arcs. Ensuite, on étudiera l'influence de la variation de la température sur la réponse spectrale des LPFGs. Enfin, on essaiera de refaire les mêmes expériences de gravure des LPFGs sur les fibres à cristaux photoniques (PCF).

IV.3.1 Fibre monomode standard

L'expérimentation se divisera en deux parties:

1 Gravure a l'arc électrique : Dans cette première partie on s'intéressera à la gravure de LPFG et cela avec l'application d'un ou plusieurs arcs électriques par pas de gravure. La fibre utilisée est une fibre monomode standard de diamètre de cœur de $9\mu\text{m}$ et de diamètre de gaine de $125\mu\text{m}$.

2 Gravure a l'arc électrique & l'étirement

➤ Signal initial

Le signal de début d'expérience, est fixé autour de -55dB c'est un signal provenant d'une source lumineuse blanche

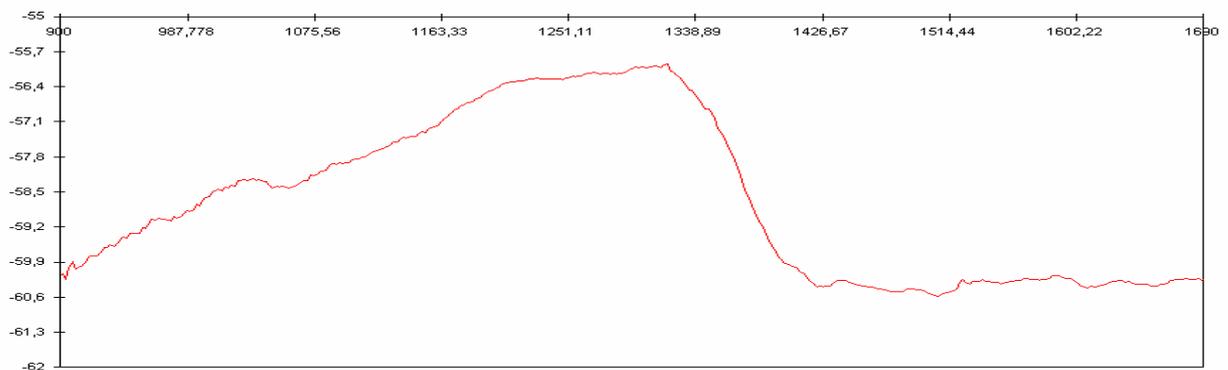


Fig.IV.19 : État spectral initial du signal

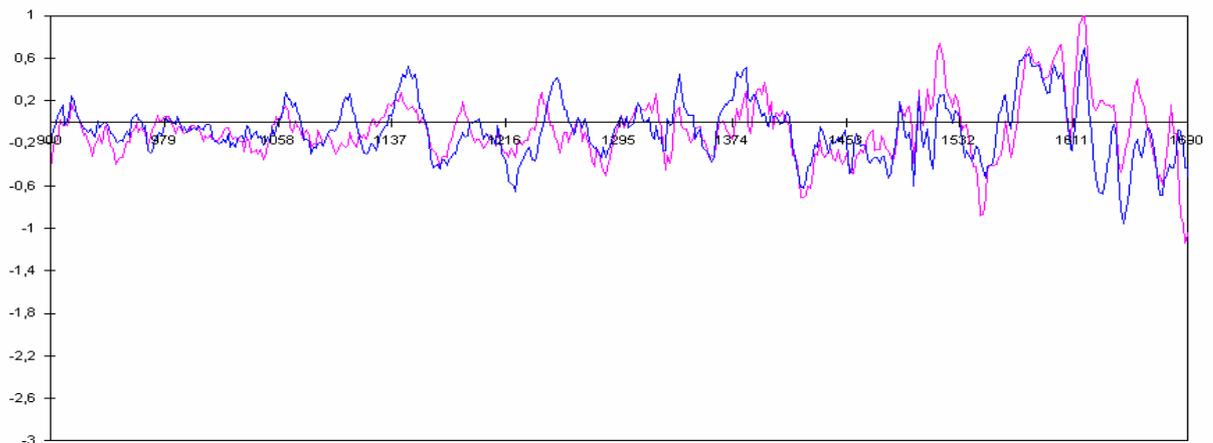
On s'intéressera surtout aux valeurs du signal autour de $1,55\ \mu\text{m}$ car c'est autour de cette valeur que la fibre est monomode et que le pic de rejection est désiré, c'est à partir de ce signal que nous chercherons à provoquer des rejections, et cela en évitant les atténuations du signal qui engendrent des pertes au niveau de l'information transmise.

IV.3.1.1 Gravure a l'arc électrique

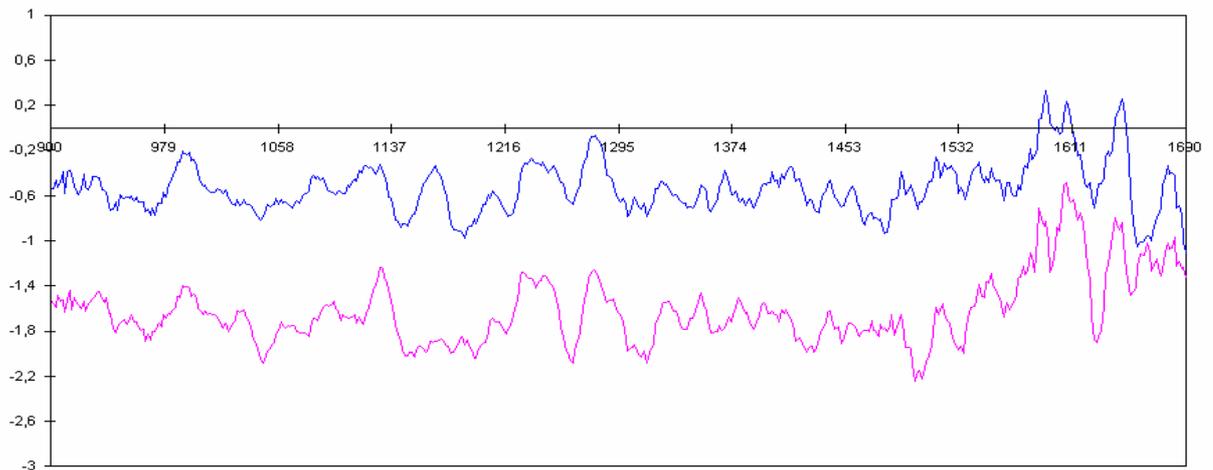
a. Gravure avec un seul arc électrique

► La reproductibilité

Pour pouvoir juger l'influence de chaque paramètre du montage (pas du réseau, nombre de pas, puissance de l'arc, temps d'exposition à l'arc), il faut tout d'abord s'assurer si deux LPFGs gravés avec les mêmes paramètres ont exactement le même spectre de transmission. Ceci a été testé et les résultats obtenus sont présentés ci-dessous (Figure IV. 20 a) et b)).



a) : Spectres de transmission d'un LPFG fabriqué avec 5 pas en bleu (10 pas en mauve), pour une puissance de 15mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 300ms



b) : Spectres de transmission d'un LPFG fabriqué avec 5 pas en bleu (10 pas en mauve), pour une puissance de 15mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 300ms

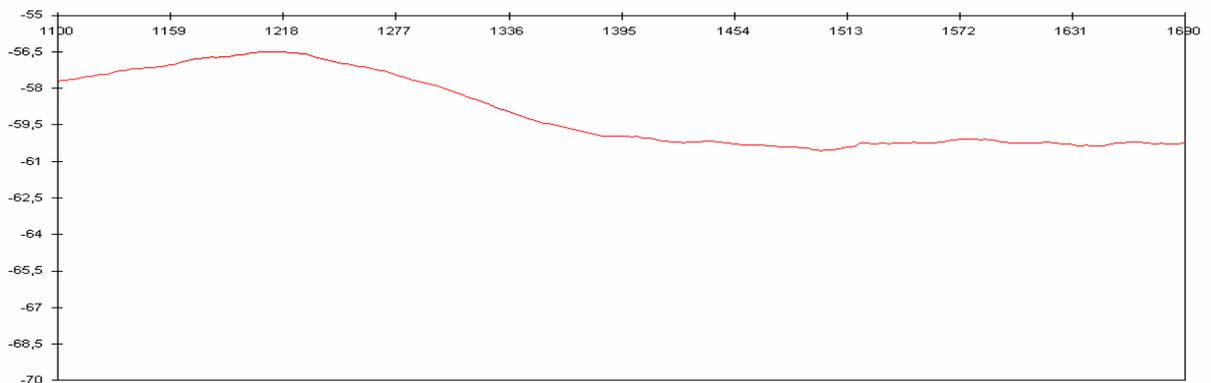
Fig. IV. 20 : Reproductibilité des résultats de gravure des LPFGs

On voit bien donc que la reproductibilité est non assurée avec ce type de montage, ceci est principalement due à :

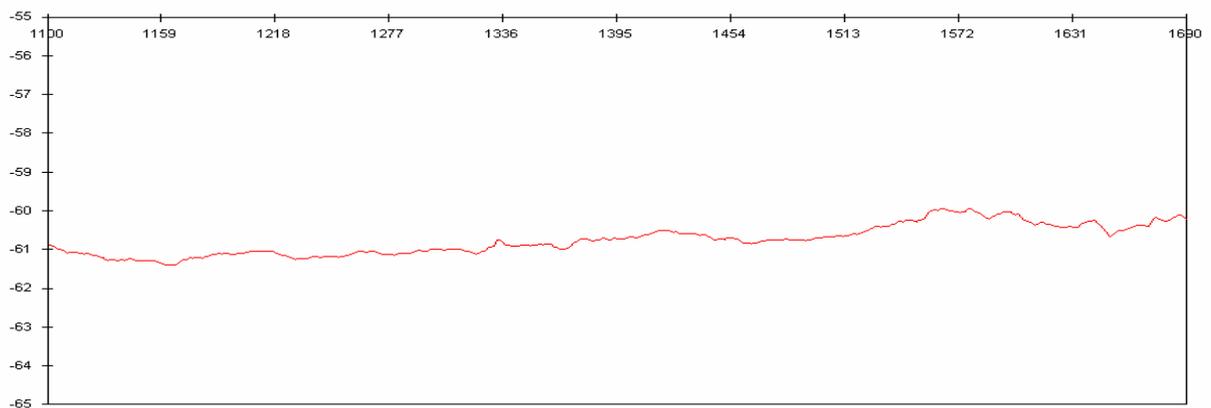
1 **Clivage manuel**, ceci est d'une grande influence sur les résultats obtenus, vue que, déjà les spectres avant gravure des LPGFs peuvent être différents (Figure IV. 21 a) et b)). Ce résultat est aussi remarqué lors de la soudure de la fibre et du connecteur.

2 **Aspect aléatoire de l'arc**, spécialement la largeur et le lieu de l'impact de l'arc.

3 **Matériels utilisés**, ce ci concerne l'injection de la lumière et les connecteurs utilisés.



a) : Spectres de transmission de la fibre monomode standard juste après clivage (avant gravure du LPGF)



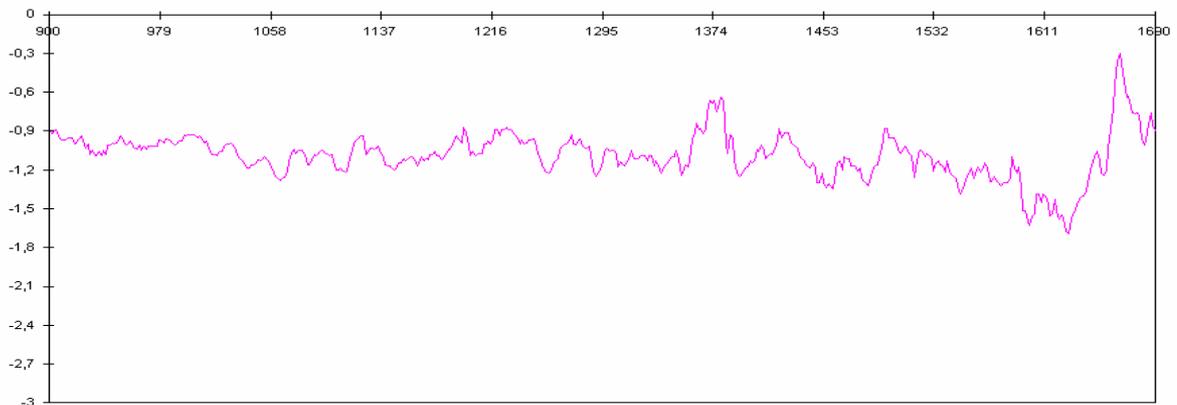
b) : Spectres de transmission de la fibre monomode standard juste après clivage (avant gravure du LPGF)

Fig.IV. 21: Spectres de transmission de la même fibre monomode standard juste après deux clivages différents (a) et (b)

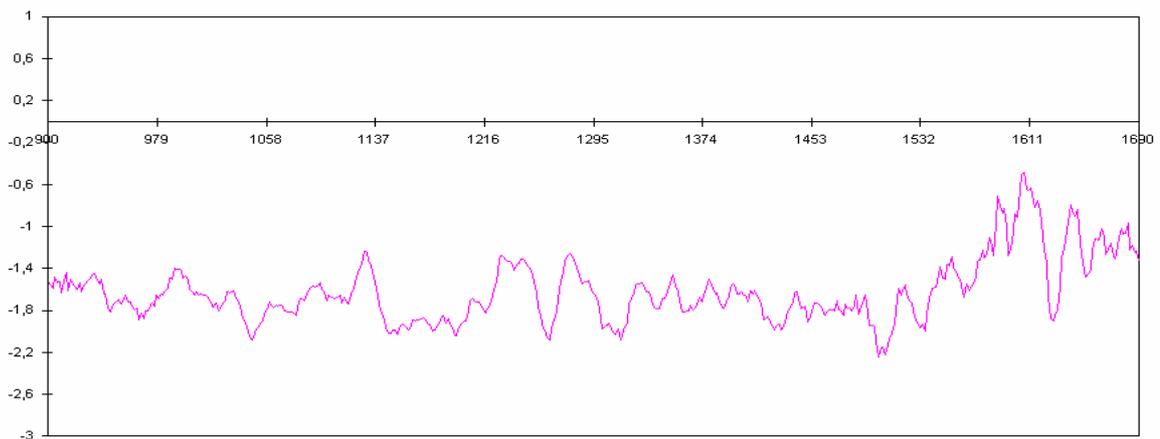
➤ Influence du temps d'exposition et la puissance de l'arc

Ces deux paramètres de l'arc électrique sont liés. En effet la variation de l'un ou de l'autre provoque un changement local de la température de la fibre et ainsi un changement des propriétés de celle-ci. Ces changements induisent ainsi à un couplage de modes qui se traduira par une augmentation de la réjection visible dans le spectre de transmission et cela jusqu'à certaines valeurs limites où la fibre sera trop détériorée pour que la lumière soit transmise. Une intensité trop importante pourrait provoquer un mouvement de la fibre lors de la gravure, ce chancellement

indésirable de la fibre est à l'origine des déformations de la fibre et de la non régularité des pas du réseau, cela entraîne des atténuations du signal et des rejections peu précises. Le temps d'exposition quand à lui fragilise la fibre, et peut causer des étirements qui ne sont pas désirés, un échauffement prolongé suivi d'un mouvement des moteurs de déplacements engendrent des déformations macroscopiques ainsi que la destruction de la gaine de la fibre, ce qui provoque des altérations dans la continuité du réseau, et dans la rejection de la gaine. Après un nombre même faible de gravures avec des intensités et des temps d'exposition non adaptés, le signal subit d'importantes atténuations sur tout le spectre et la fibre bascule dans un autre état ou le signal est très faible mais dans lequel des pics de rejections peuvent apparaître, cet état de la fibre est un état instable, ou la construction des pics ne se fait pas de manière progressive, leur apparition est aléatoire et bruitée.



a) : Spectres de transmission d'un LPGF fabriqué avec 10 pas, pour une puissance de 2mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 300ms



b) : Spectres de transmission d'un LPGF fabriqué avec 10 pas, pour une puissance de 15mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 300ms

Fig.IV.22 : Influence de la puissance de l'arc

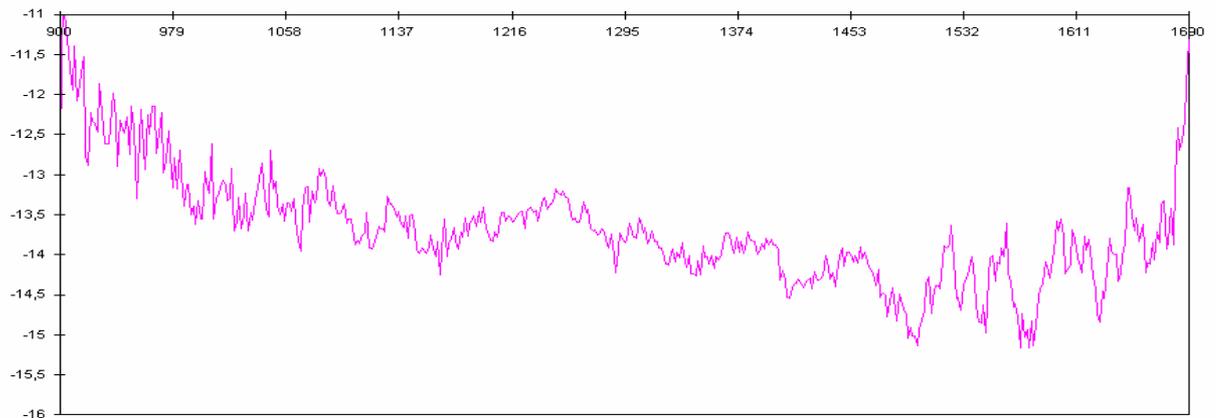
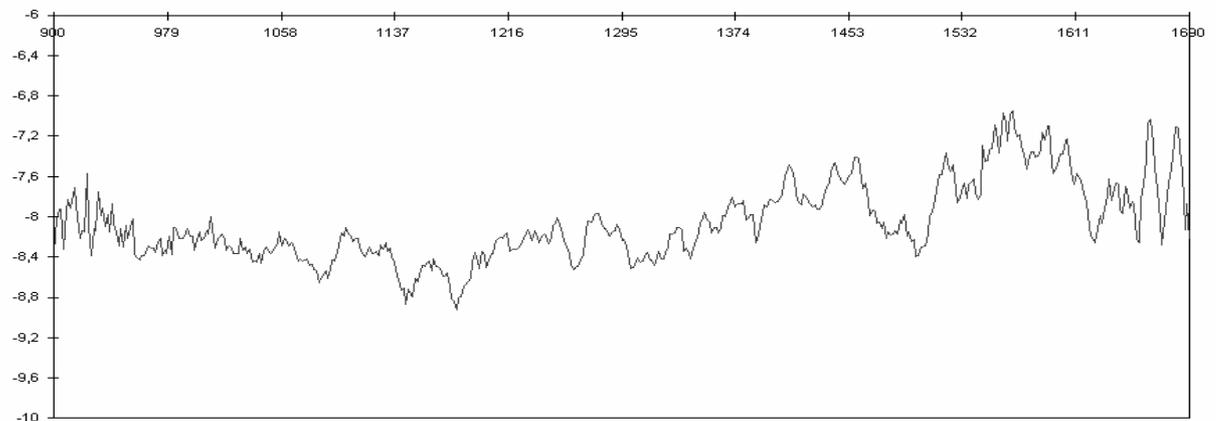
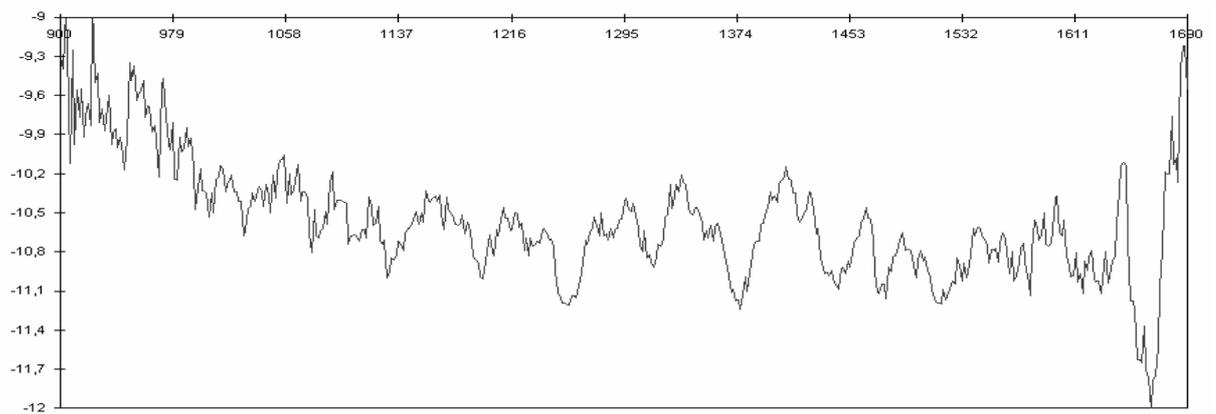


Fig.IV.23 : Conséquence de l'augmentation sans cesse de la puissance de l'arc (10 pas de puissance 20mA, 0.5 de pas de réseau et 350ms de temps d'exposition à l'arc)



a) : Spectres de transmission d'un LPFG fabriqué avec 15 pas, pour une puissance de 15mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 300ms



b) Spectres de transmission d'un LPFG fabriqué avec 15 pas, pour une puissance de 15mA, un pas de 0.5mm et un temps d'exposition de 350ms

Fig.IV. 24: Influence du temps d'exposition à l'arc

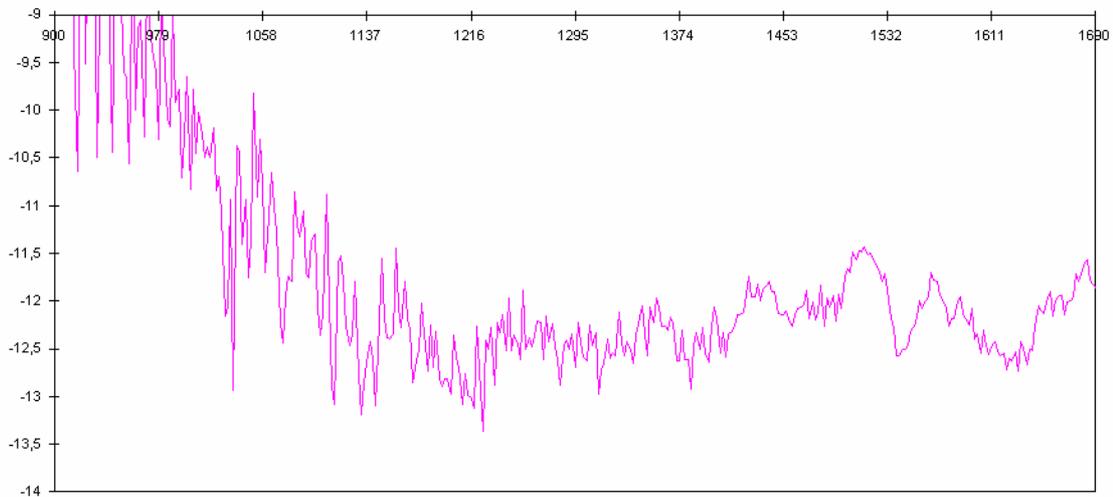


Fig.IV. 25: Conséquence de l'augmentation sans cesse du temps d'exposition à l'arc (10 pas de puissance 8mA, 0.5 de pas de réseau et 400ms de temps d'exposition à l'arc)

L'étude bibliographique réalisée dans les premiers chapitres nous a appris que selon différentes études (voir fabrication par arc électrique) la puissance et le temps d'exposition influent sur l'amplitude de la réjection, et non sur la longueur d'onde de résonance. Avec les mesures effectuées, nous pouvons aisément confirmer l'influence de ces paramètres sur l'amplitude de la réjection. A l'opposé, à cause de la non reproductibilité de nos composants et l'apparence aléatoire de la position de la longueur d'onde de résonance lors des mesures effectuées, il est difficile d'affirmer que ces paramètres n'aient pas d'effet sur la longueur d'onde de résonance.

Nous pouvons également remarquer que l'augmentation de la puissance de l'arc ou la durée d'exposition à celui-ci, entraîne une augmentation des réjections (jusqu'aux valeurs limites) ; elle entraîne également une augmentation de la « perte de fond », c'est-à-dire de l'atténuation globale du spectre dû à l'endommagement de la fibre. Il convient alors de choisir les valeurs de ces paramètres de fabrication non seulement en fonction de la réjection voulue, mais aussi de la « perte de fond » tolérable. On remarque aussi que ces pertes de fond augmentent d'avantage avec l'augmentation de la puissance qu'avec celle de la durée d'exposition. On peut avancer comme hypothèse à cela que l'augmentation de la puissance de l'arc augmente la force avec laquelle l'arc « frappe » la fibre et pas seulement la température de celle-ci.

Ainsi, à chaque valeur de la puissance de l'arc électrique correspond une valeur du temps d'exposition afin d'obtenir une réjection idéale. Il convient alors de choisir une valeur de la

puissance et ensuite la valeur de la durée d'exposition à l'arc la plus appropriée. Ceci permet plus de précision dans le choix des paramètres (la gamme de la durée d'exposition étant plus large que celle de la puissance).

Afin de ne pas endommager la fibre avec une puissance d'arc trop élevée, il a paru judicieux de choisir pour la fabrication des LPFGs une puissance de 15 mA et d'ajuster ensuite la valeur de la durée d'exposition (une valeur de 350 ms paraît correcte).

➤ Influence du nombre de pas du réseau

Les divers travaux réalisés sur les réseaux de Bragg à long pas montrent que l'augmentation du nombre de pas du réseau provoque également une augmentation de la réjection du composant quelque soit la méthode de fabrication utilisée.

Afin de vérifier ceci, quatre LPFGs ont été fabriqués avec un réseau d'une longueur respective de 8, 9, 10 et 11 pas.

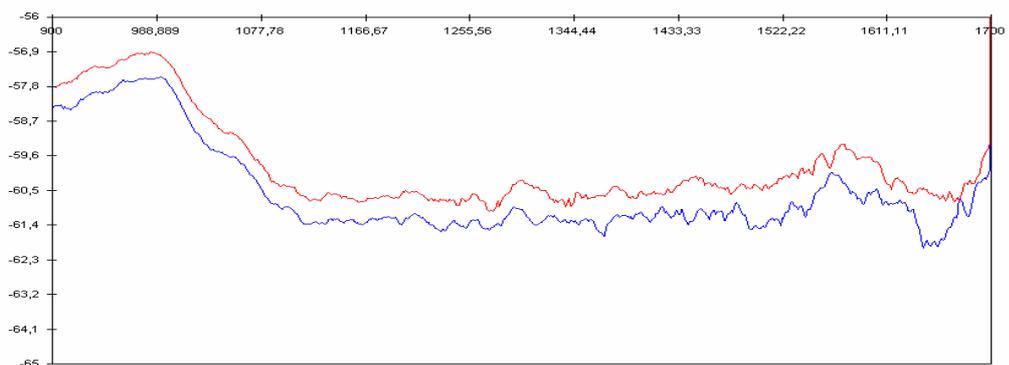


Fig.IV.26 : Réponse spectrale après huit gravures

La fibre étant monomode à 1550nm, c'est autour de cette fréquence que nous pouvons observer un début d'atténuation du signal, on remarquera aussi une atténuation uniforme de 1dB sur tout le spectre. Les arcs électriques appliqués sont d'une intensité de 8.45mA et un temps d'exposition de 300ms et un pas de 0.8mm.

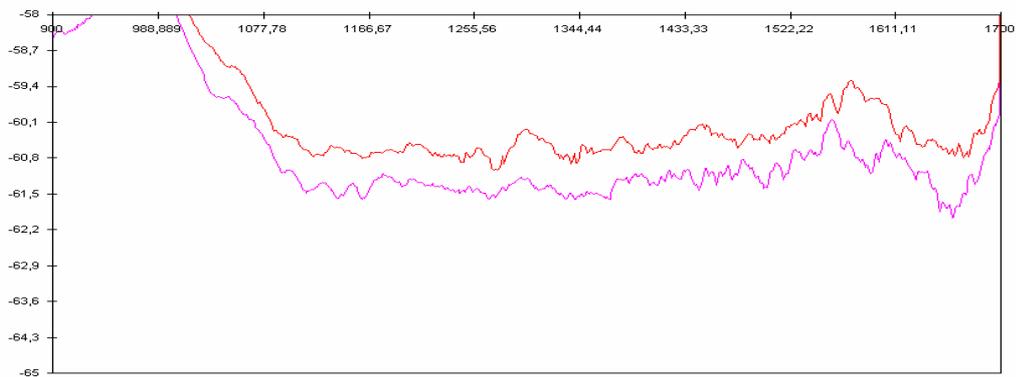


Fig.IV.27 : Réponse spectrale après dix gravures

On peut voir sur le graphe ci dessus le spectre obtenu après deux gravures supplémentaires, la neuvième gravure n'a pas engendré de changements remarquables sur le spectre, car toutes les gravures ne vont pas dans le sens de la rejection, cela est du à l'imprécision de l'arc et au autres contraintes expérimentales, il est a remarqué aussi qu'il n' y a pas d'atténuation du spectre qui garde le même niveau que dans le graphique précédent, car les atténuations apparaissent après les premières gravures et particulièrement après la toute première. On peut voir aussi que la rejection continue de se former mais avec un petit décalage par rapport au graphique précédent, la rejection n'est pas très importante et on peut voir que l'apport de la gravure va plus dans le sens de la largeur que dans celui de la profondeur du pic.

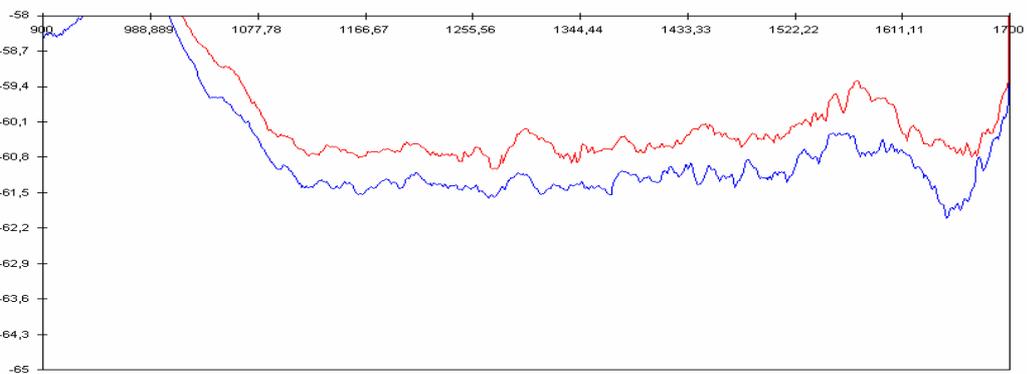


Fig.VI.28: Réponse spectrale après onze gravures

Sur cette figure on voit l'évolution de la rejection après une onzième gravure, sa forme générale change légèrement, mais sa largeur reste constante.

➤ **Influence de la période du réseau**

Habituellement la longueur d'onde de résonance du composant dépend principalement de la période du réseau. Cependant, il est ici difficile de pouvoir étudier l'influence de celui-ci puisque il

est difficile d'obtenir une longueur d'onde de résonance stable avec les mêmes paramètres de fabrication. Cela est sûrement dû à la marge d'erreur liée à l'endroit de l'impact de l'arc électrique et aussi à la façon dont se repartit la chaleur sur la fibre. Une autre hypothèse est que la fibre ayant sa géométrie légèrement modifiée par l'arc dans une direction différente de celle de son axe, continue d'être translattée mais dans une direction qui ne suit plus celle de son axe (voir figure IV.29). Dès lors la période du réseau n'est plus constante.

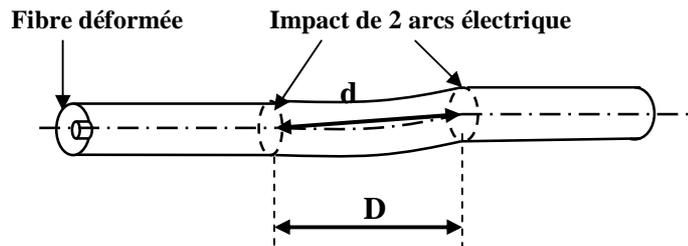


Fig.IV.29 : Schéma d'une fibre soumise aux arcs électriques. D est la distance de translation et d la distance réelle séparant 2 pas du réseau et : $D > d$

Les réseaux de Bragg à long pas ont des longueurs de pas allant de 0.2mm à 0.8mm, afin d'avoir le réseau le plus long possible, et d'obtenir des pics autour de 1550nm, nous prendrons un pas de 0.5mm valeur permettant de graver jusqu'à 30 pas sur le même réseau, des essais avec des pas de 0.65mm et 0.7mm ne permettent pas des rejections aussi évidentes.

➤ Influence de la température

L'effet de la température sur le spectre du LPFG est mesuré en utilisant le chauffage de la soudeuse, celui-ci ne peut cependant pas chauffer à plus de 230 °C pendant plus de 3 min.

La première mesure effectuée concerne l'influence du temps de chauffage. On constate sur la figure IV.30 que les courbes correspondant au spectre du composant chauffé pendant 1min ou 3min sont superposées. On en conclut donc qu'une fois la température atteinte le spectre de transmission du LPFG ne varie plus, le composant réagit donc rapidement à la température. Cependant, pour des mesures effectuées jusqu'à 230 °C, le composant retrouve son spectre d'origine après le chauffage.

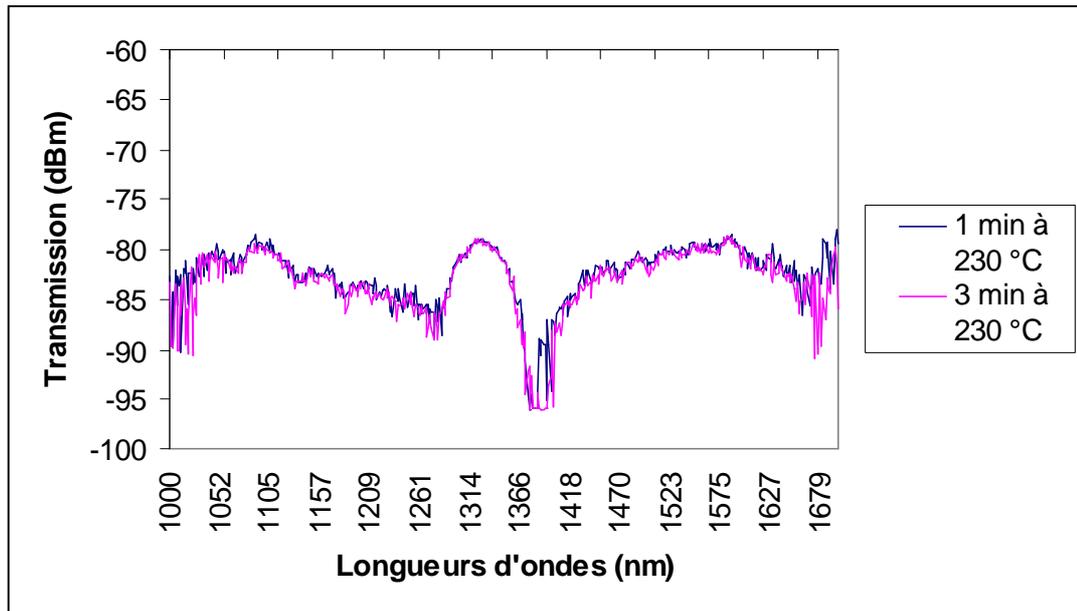


Fig.IV.30: Spectres de transmissions d'un LPFG soumis à une température de 230°C après 1 min puis 3 min de chauffage.

La deuxième mesure (voir figure IV.31) montre la variation du spectre selon la température soumise au LPFG. Le composant a été soumis à une température de 100, 150, 200 et 220 °C pour une température ambiante de 20°C. On remarque que, comme dans le cas des précédentes études, le spectre se décale vers les longueurs d'ondes plus grandes lorsque la température augmente. Aussi, après avoir mesuré le décalage du spectre par rapport au spectre initial selon les différentes températures, nous pouvons déterminer la sensibilité thermique du composant. On constate sur la portion du spectre choisit (mesures réalisées entre 1300 nm et 1450 nm) un glissement moyen de 11 nm (± 1 nm) pour une élévation de température de 200 °C. On obtient alors une sensibilité thermique de 0.055 nm/ °C (± 0.005 nm/ °C). Le spectre semble également glisser de façon linéaire suivant la température (voir figure IV.32).

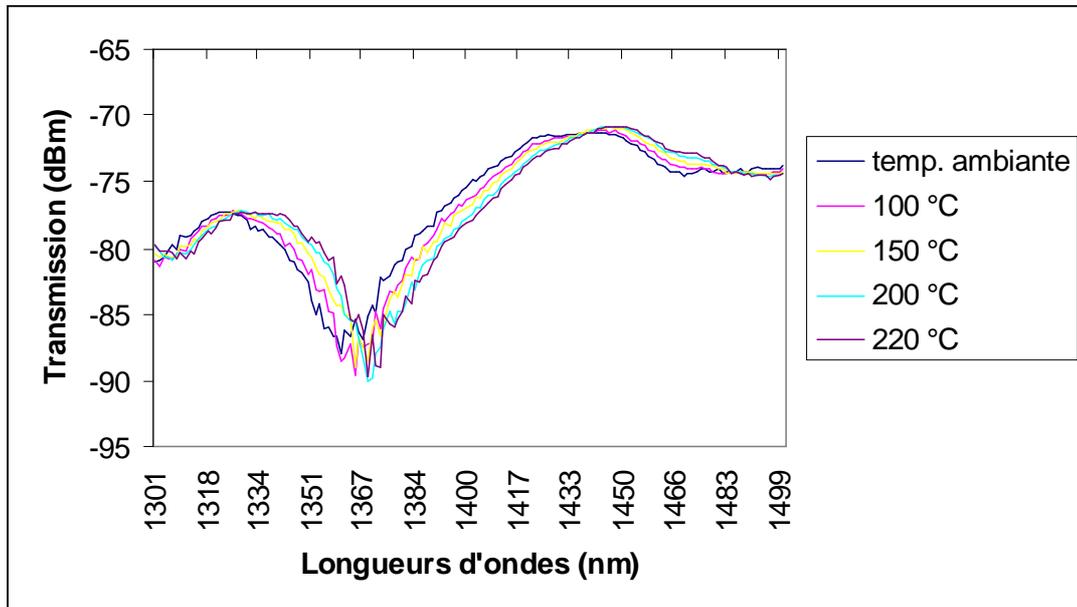


Fig.IV.31: Spectres de transmissions d'un LPGF soumis à différentes températures.

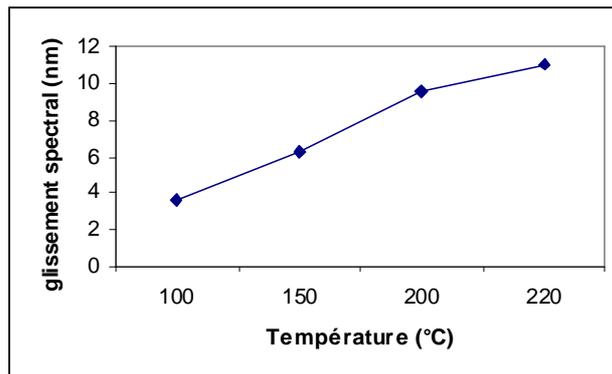


Fig.IV.32 : Glissement du spectre en fonction de la température

b. Gravure avec plusieurs arcs électriques

Afin de remédier aux diverses contraintes rencontrées lors de la gravure avec un seul arc électrique, nous utiliserons des arcs multiples de très faibles intensité et temps d'exposition, afin de modifier macroscopiquement la fibre nous n'utiliserons pas un seul arc, mais jusqu'à 150 arcs par pas. Le nombre d'arc est choisi en fonction des valeurs des autres paramètres.

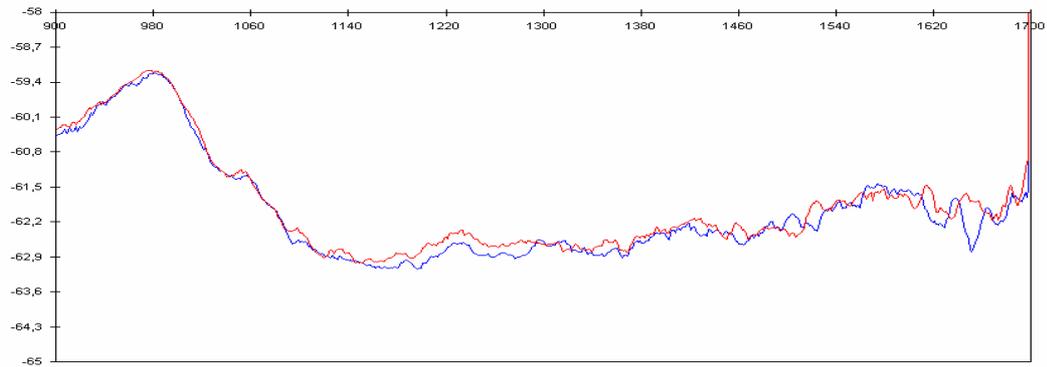


Fig.IV.33: Temps de 20ms, intensité 8mA, pas de 0.5mm, 50 arcs/pas

On peut observer sur le graphique ci dessus, le début de formation d'une rejection aux alentours de 1650nm, après 18 pas de gravure, comme nous pouvons le voir il n'y a pas d'atténuation du spectre sur toute sa longueur, la seule atténuation visible est le début de formation d'un pic de rejection.

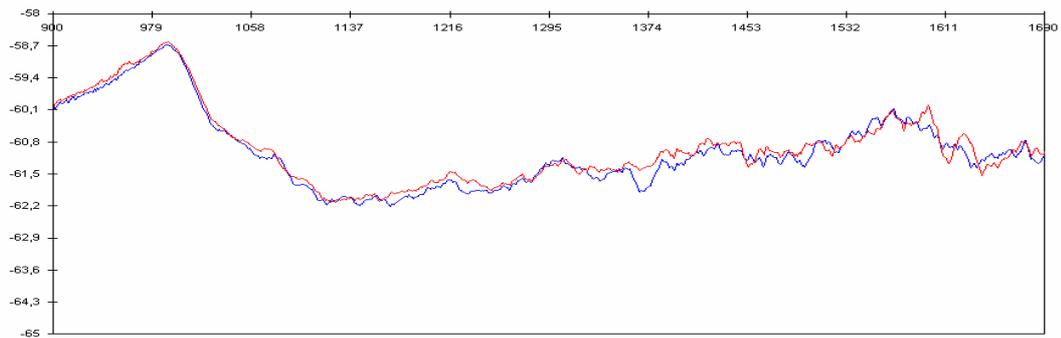


Fig.IV.34 : Temps de 35ms, intensité 8.1mA, pas de 0.5mm, 80 arcs/pas

Vu la faiblesse de l'intensité et temps d'exposition aux arcs multiples, la fibre n'est pas détériorée et l'effet de chancellement est nul. Plus le nombre de pas du réseau augmente, plus les rejections sont précises.

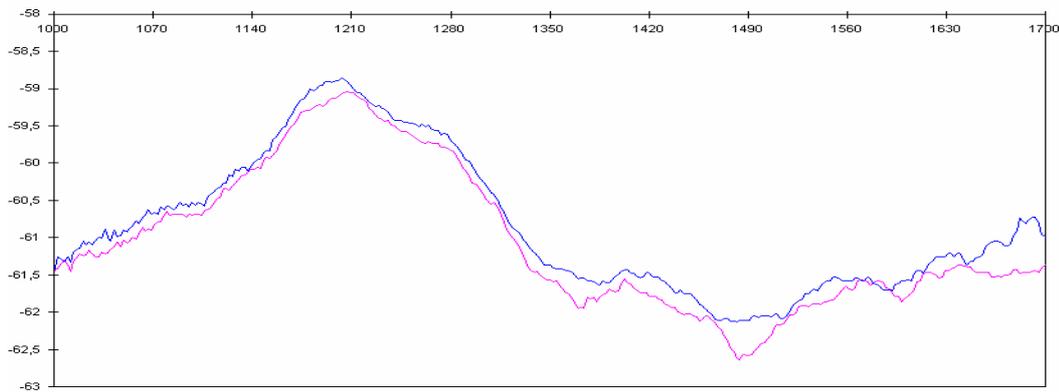


Fig.IV.35: Temps de 50ms, intensité 8.15mA, pas de 0.5mm, 100arcs/pas

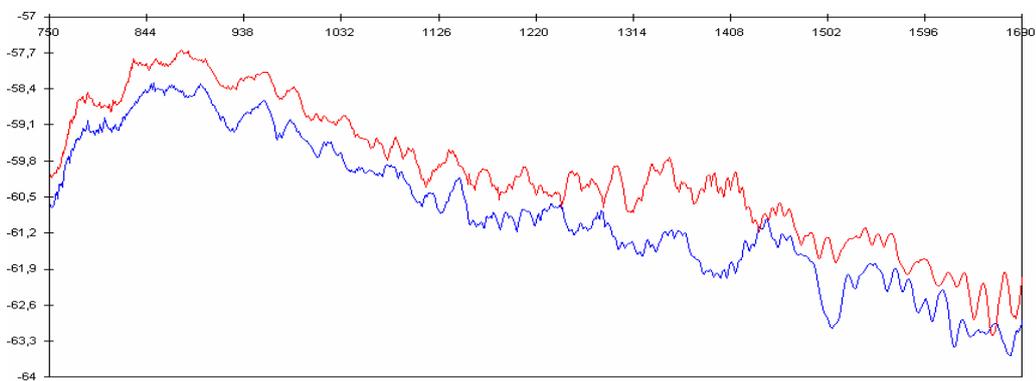


Fig.IV.36 : Temps de 70ms, intensité 8.2mA, pas de 0.5mm, 120arcs/pas

Comme on peut le voir sur les deux figures ci dessus l'augmentation des paramètres, engendre de petites atténuations du signal, et des pics plus importants mais aussi plus larges, un compromis entre la valeur, le nombre d'arcs ainsi que le temps entre les arcs doit être fait afin d'obtenir des résultats intéressants.

IV.3.1.2 Gravure à l'arc électrique & l'étirement

Dans cette deuxième partie en plus de l'arc électrique, un étirement sera appliqué à la fibre de manière à provoquer une déformation macroscopique visible grâce aux caméras de la soudeuse. Plusieurs valeurs d'étirement seront essayées, le but est de provoquer des déformations tout en évitant la détérioration de la fibre. Vu les faibles dimensions de la fibre, les valeurs d'étirement ne dépasseront pas les 0.45mm afin de ne pas la casser.

L'arc électrique servira en plus que stimulus, à échauffer la fibre avant de l'étirer, sans cette étape préliminaire il est impossible d'étirer la fibre sans qu'elle se casse sous la contrainte.

Afin d'observer les différentes réactions de la fibre, face à l'augmentation de d'étirement et du couple puissance/temps, nous travaillerons soit avec une puissance et un temps d'exposition

importants et des étirements faibles (de 0.15mm à 0.25mm), soit avec une puissance et temps d'exposition faibles, et des étirements importants (de 0.35mm à 0.45mm)

a. Faible valeur d'étirement

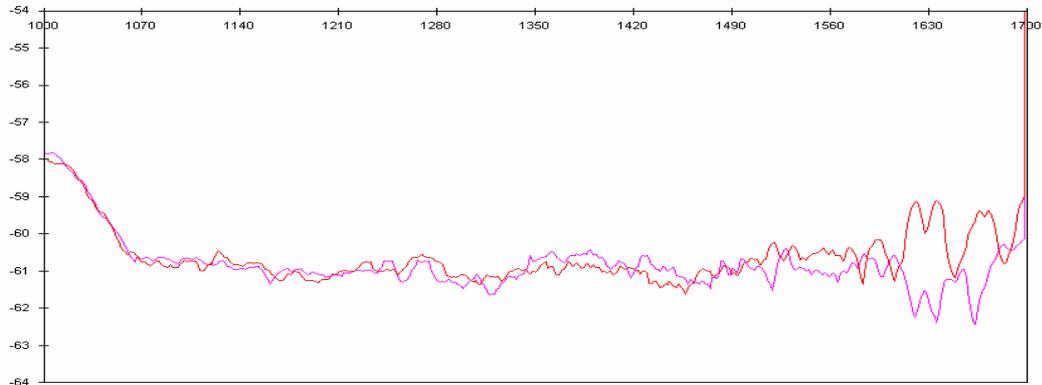


Fig.IV.37 : Puissance 20mA, temps 220ms, étirement 0.2mm

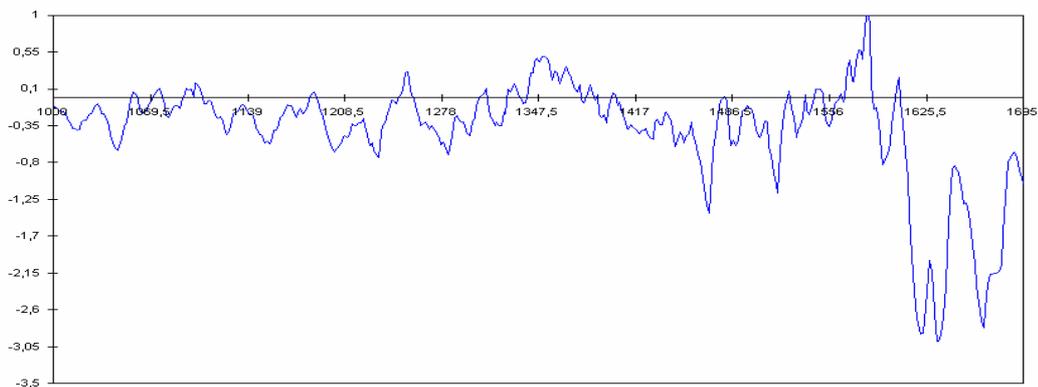
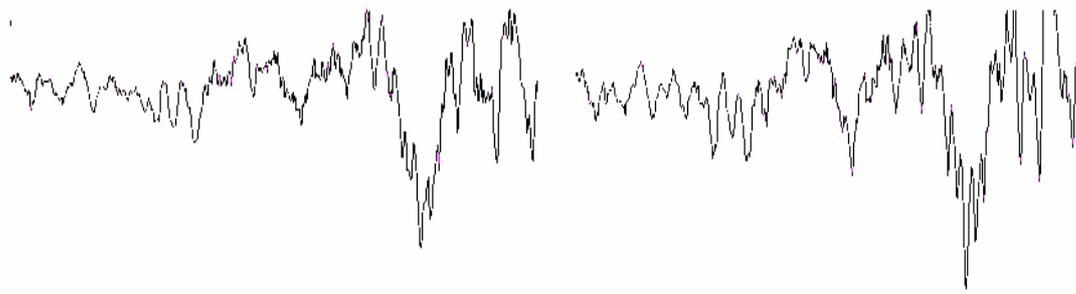


Fig.IV.38: Différence (Puissance 20mA, temps 220ms, étirement 0.2mm)

Le premier graphe représente le signal avant et après gravure, nous pouvons observer la formation de plusieurs pics aux alentours de 1625nm, sur le graphe suivant nous pouvons observer la différence après soustraction, on remarquera que le spectre ne subit pas d'atténuation sauf autour de 1625nm, la largeur de la rejection reste importante mais le signal n'est détérioré d'aucune manière.

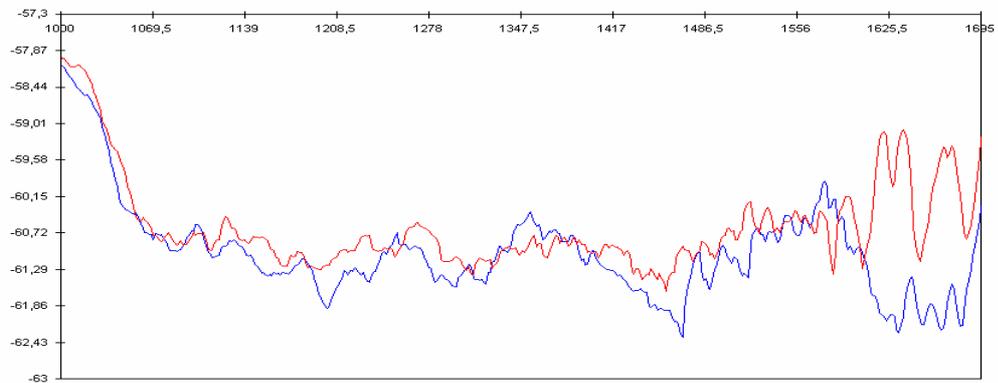
b. Évolution d'une gravure avec les étirements

Comme nous l'avons souligné pour la gravure à l'arc électrique, il sera intéressant de voir l'apport des pas de gravure à un réseau, de manière à comprendre l'incidence du nombre de pas sur la qualité de la rejection obtenue.

**Fig.IV.39:** Après dix-huit gravures**Fig.IV.40 :** après vingt gravures

Nous pouvons voir sur le premier graphique la rejection obtenue après dix-huit pas et cela pour de faibles valeurs d'étirement, il est possible de graver des réseaux comme pour l'arc multiple d'un nombre de pas pouvant aller jusqu'à vingt-cinq, et cela sans observer une importante atténuation du signal. Le pas de gravure du réseau choisi sera de 0.65mm et donc supérieur à celui utilisé lors de la gravure à l'arc, cela afin d'éviter un chevauchement des étirements sur la fibre. Les risques de chancellement sont présents et augmentent avec l'accroissement du nombre de pas. Sur le second graphique on peut voir l'évolution du pic après deux gravures supplémentaires, la rejection est plus importante sans être plus large, le reste du signal n'est pas atténué.

c. Importante valeur d'étirement

**Fig.IV.41:** Puissance 10mA, temps 150ms, étirement 0.4mm

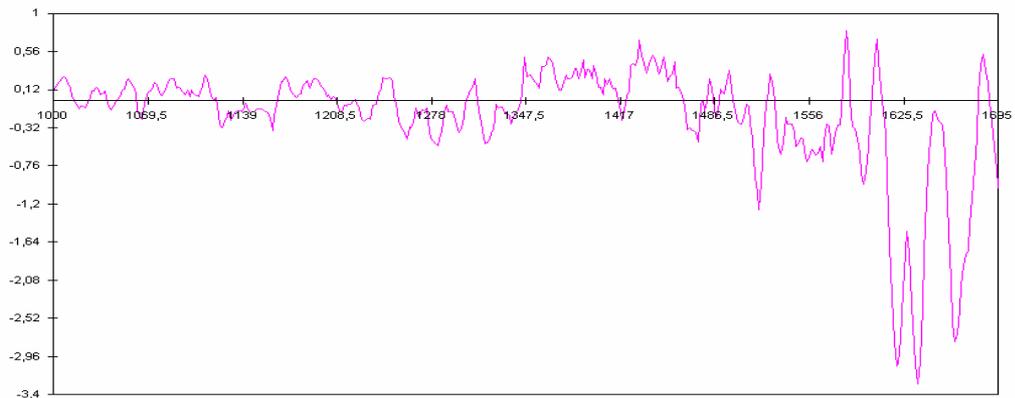


Fig.IV.42 Différence (Puissance 10mA, temps 150ms, étirement 0.4mm)

L'objectif de cette partie de travail est avant tout connaître la valeur d'étirement critique à ne pas dépasser pour éviter la détérioration de la fibre, nous pouvons observer sur le premier graphe l'apparition de plusieurs pics et cela après 8 pas de gravure,

L'importance de la contrainte d'étirement permet l'apparition d'une rejection avec un nombre de pas moins important que dans les expériences précédentes, mais cela n'est pas une règle générale et le nombre de pas reste un facteur important lors de la gravure.

Nous pouvons observer une atténuation du graphe après gravure, atténuation certes faible mais qui reste supérieure à celle observée lors de l'utilisation de faibles valeurs d'étirement.

Si les étirements importants accélèrent la vitesse de l'apparition des pics, ils causent des altérations plus importantes de la fibre et cela même si l'on ne constate pas avec la caméra de dégradation lors de l'étirement, la largeur du pic autour de 1650nm reste similaire à celle obtenue avec un faible étirement.

IV.3.2 Fibre à cristaux photonique (PCF)

Après les différentes expérimentations sur la fibre monomode, nous nous intéresserons à l'effet de l'arc électrique sur un autre type de fibre qui est la PCF. Ce type de fibre diffère beaucoup de la fibre monomode : par sa structure interne, son architecture ainsi que sa plage monomodale.

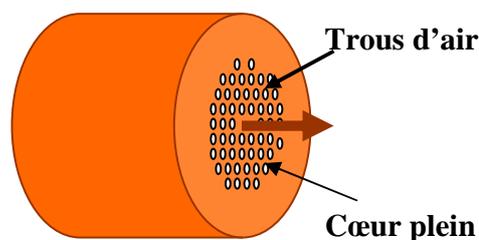


Fig.IV.43: Coupe transversale d'une PCF

Les PCFs utilisés sont à cœur plein et ont comme propriétés:

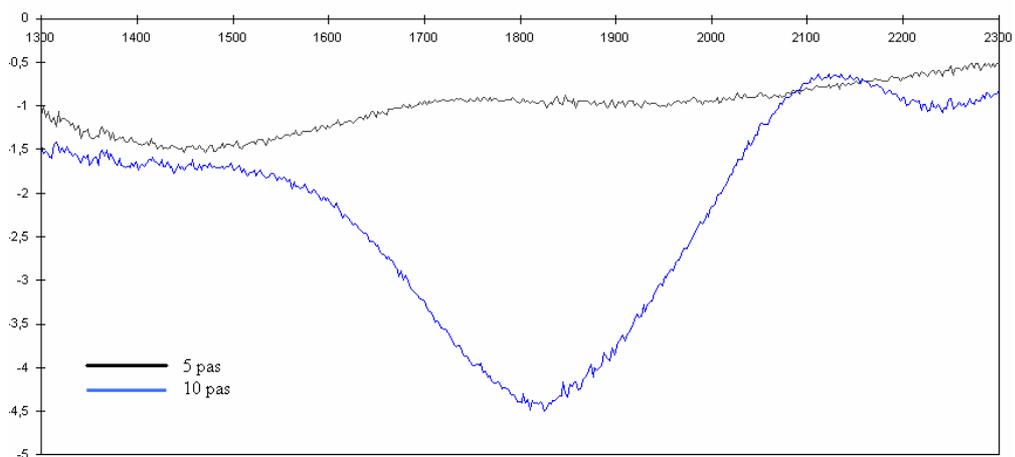
- 1 $n_{\text{cœur}} > n_{\text{gaine}}$,
- 2 Réflexion totale interne,
- 3 Fibre monomode sur une large plage de longueur d'ondes.

Les fibres PCFs utilisées même si leurs caractéristiques sont différentes, ont les mêmes dimensions que les fibres monomodes utilisées précédemment, l'expérimentation sur les PCFs ne nécessite donc pas de transformation de la méthodologie, ou de changement de nature du matériel utilisé dans le banc d'essai, le seul changement sera dans la technique de préparation de la fibre à la gravure, la dénudation ne s'effectuera plus de manière manuelle vu la très grande fragilité de la fibre; Pour la dénudation nous utiliserons plutôt l'arc électrique. Il faut pour cela appliquer plusieurs arcs avant le début de la gravure, ces arcs de faible intensité auront pour rôle non la gravure du réseau de Bragg, mais plutôt la dénudation de la fibre et cela sur toute la longueur de frappe de l'arc électrique, cette opération permet la dénudation sans détérioration de la fibre, chose impossible manuellement.

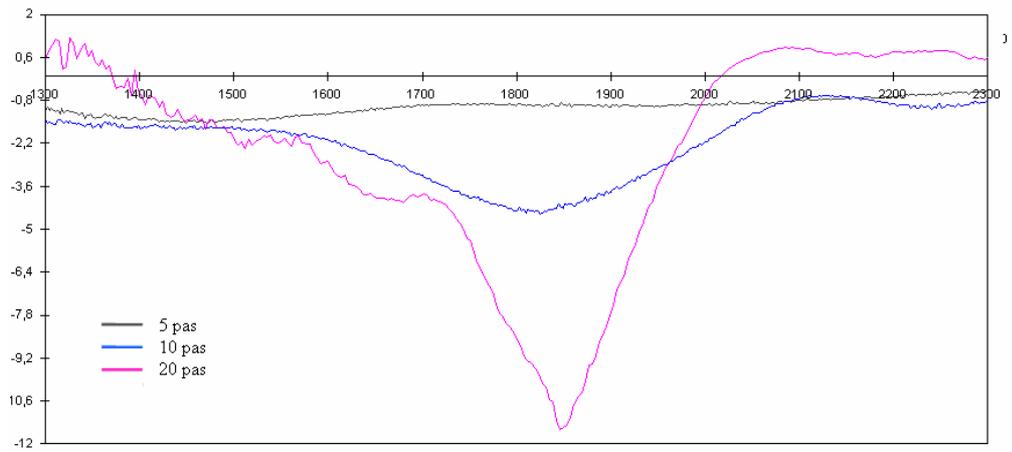
Vu le coût important des PCFs nous ne disposerons que d'une très faible longueur de fibre (10mètres) pour réaliser les expérimentations et étant dans l'impossibilité de réaliser une gamme d'expériences aussi large que celle effectuée avec les fibres monomodes, notre choix s'est arrêté sur l'utilisation d'arcs multiples vu le risque moindre de la détérioration de la fibre, et la faible atténuation observée.

IV.3.2.1 Évolution d'un pic avec arcs multiples

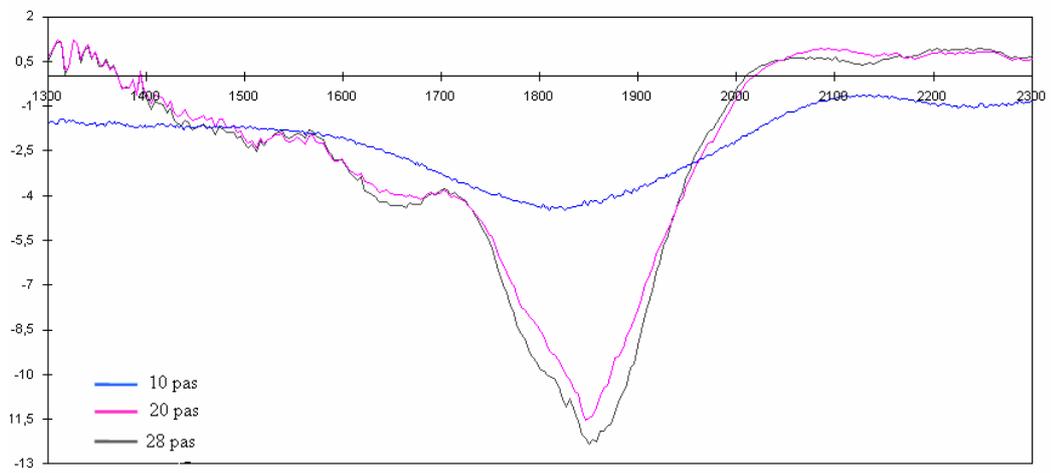
a. Gravure avec un pas de 0.5mm



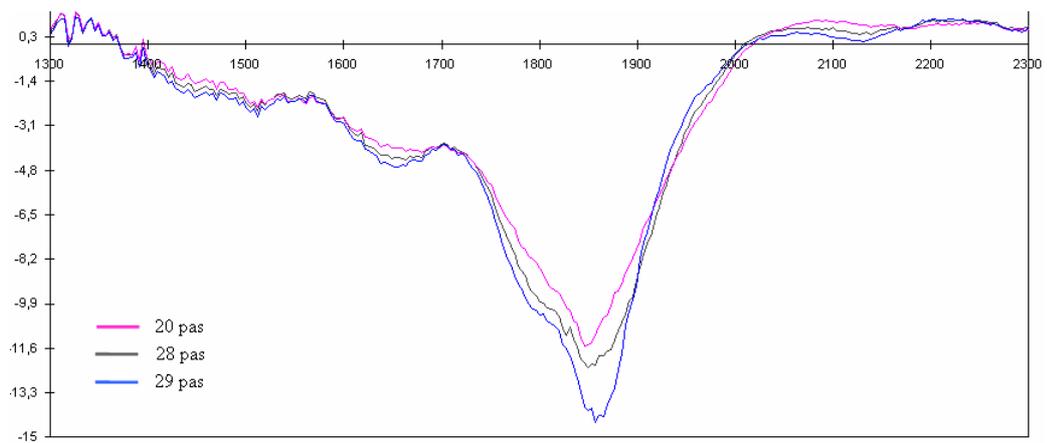
(a) Nombre de pas 5 puis 10



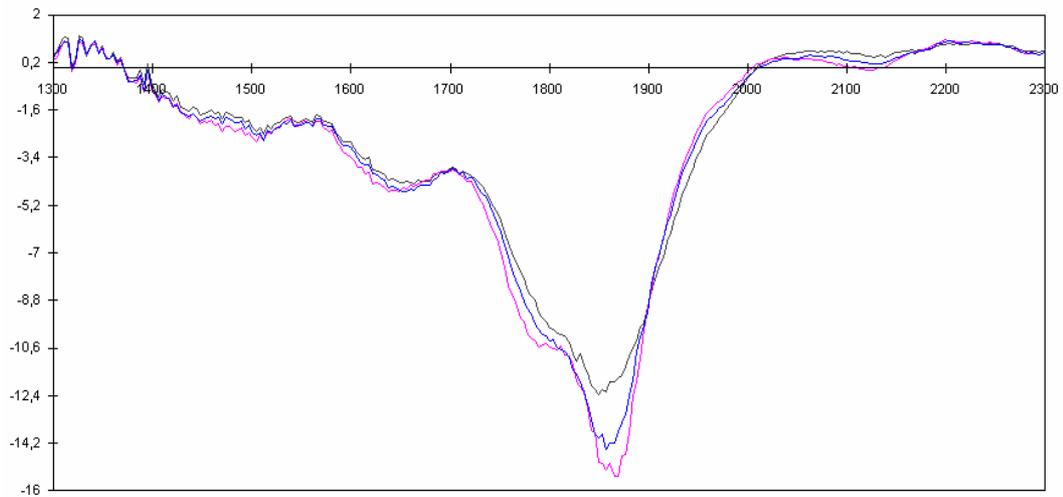
(b) Nombre de pas 20



(c) Nombre de pas 28



(d) Nombre de pas 29



(e) Nombre de pas 30

Fig.IV.44 : Pas 0.5mm, intensité 3mA, temps 150ms, nombre d'arcs 15

Nous pouvons observer un début de formation de pic après dix gravures, l'atténuation autour de 1800nm reste assez large, mais le reste du spectre n'est pas atténué.

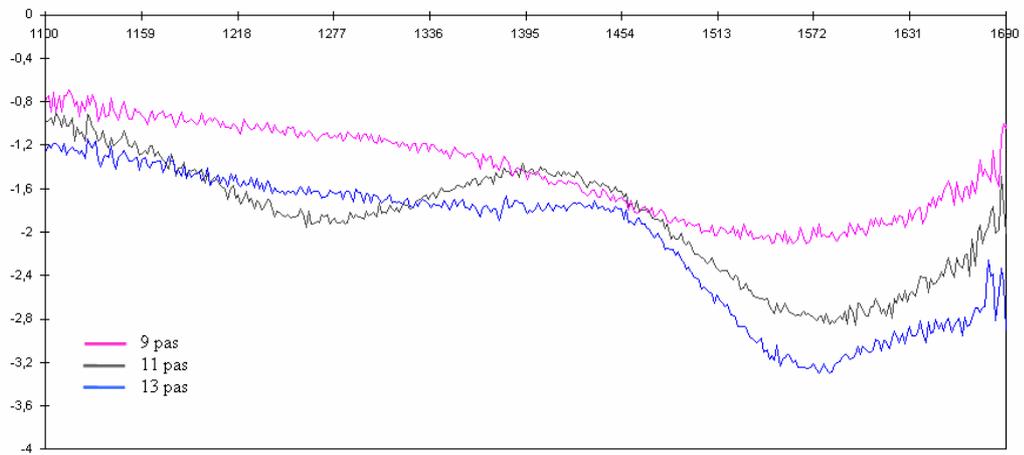
Après vingt gravures le pic commence à prendre forme et la rejection devient apparente, elle perd en largeur et gagne en amplitude pour atteindre une valeur de 12dB.

Il faut attendre le vingt-neuvième pas pour observer une augmentation importante de la rejection qui arrive à 15dB.

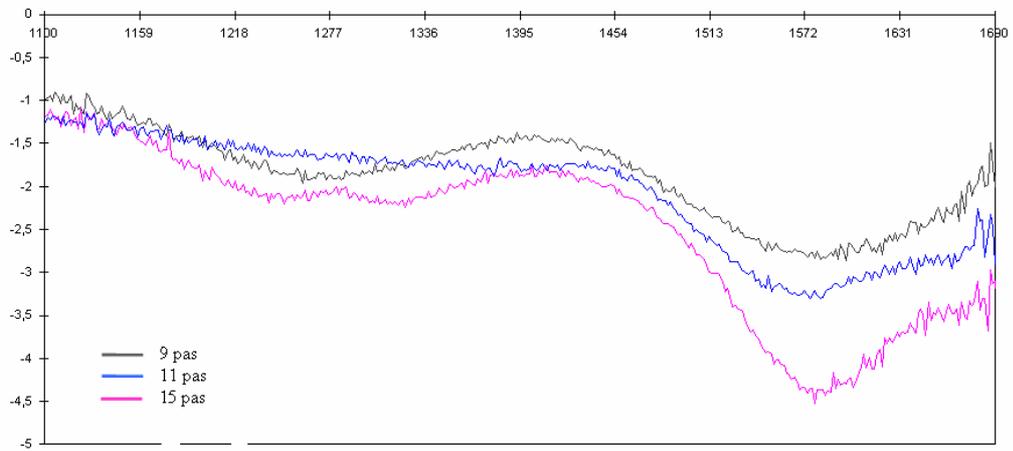
Nous pouvons voir sur le figure ci dessus, l'évolution d'un pic de rejection autour de 1800nm et cela pour 28, 29, et 30 gravures successives, la rejection au vingt-huitième pas a pour valeur dix dB, la rejection devient plus importante à chaque pas jusqu'à atteindre la valeur maximale de seize dB au trentième pas.

b. Gravure avec un pas de 0.4mm

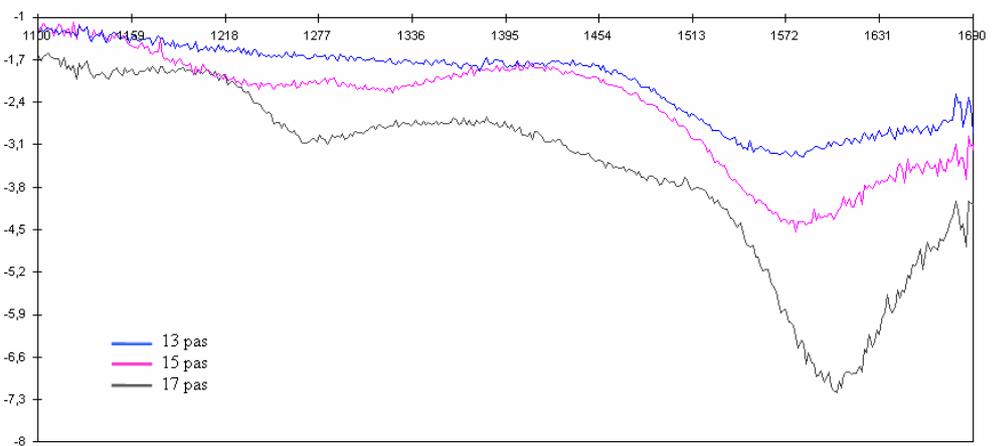
Afin d'observer l'influence du pas sur la gravure de LPFG sur les PCFs, ainsi que pour disposer d'un nombre de pas plus important, et donc de LPFG plus long, car comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent, le nombre limité des pas du réseau est un handicap à l'obtention de rejection plus importante, nous utiliserons un pas de 0.4mm avec des multi-arcs.



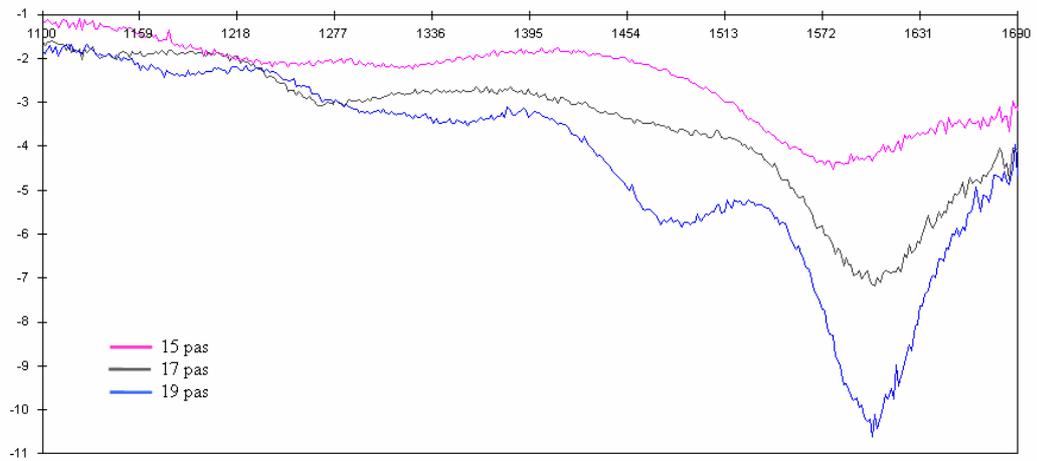
(a) Nombre de pas 9, 11 puis 13



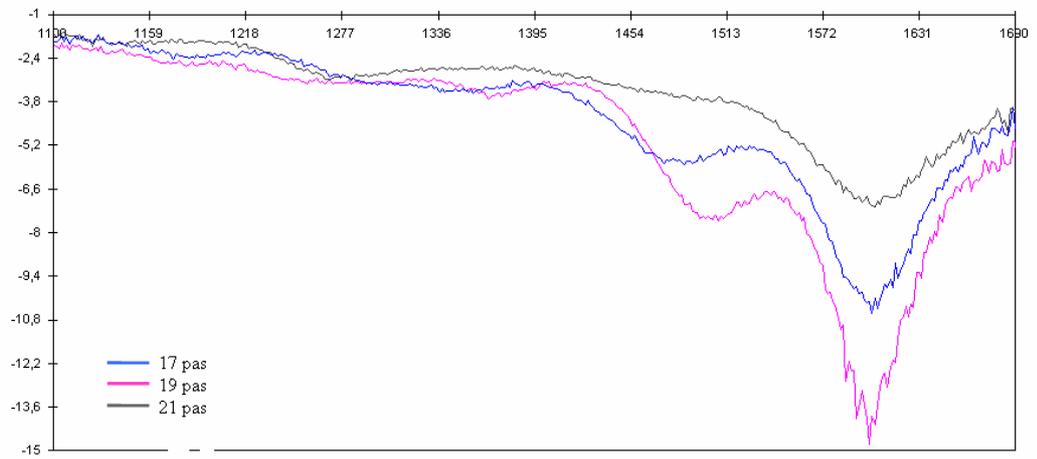
(b) Nombre de pas 15



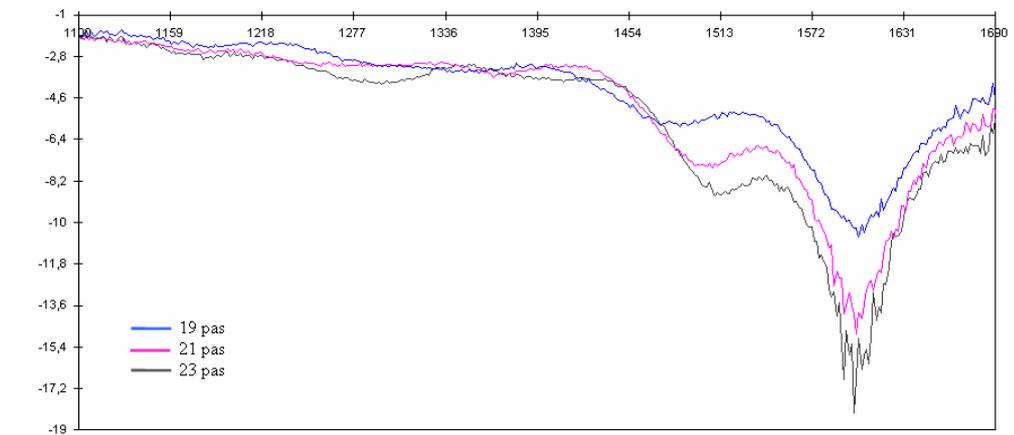
(c) Nombre de pas 17



(d) Nombre de pas 19



(e) Nombre de pas 21



(f) Nombre de pas 23

Fig.IV.45: Pas 0.4mm, intensité 1mA, temps150ms, nombre d'arcs 15

Il n'y a pas de changement de réponse de la fibre avant les neuf premiers pas, les premiers changements ne se feront sentir qu'à partir de la dixième gravure, et cela vu la très faible intensité de l'arc utilisé et le faible nombre d'arcs par pas, notre choix s'est arrêté sur ces faibles valeurs afin de ne pas endommager la fibre.

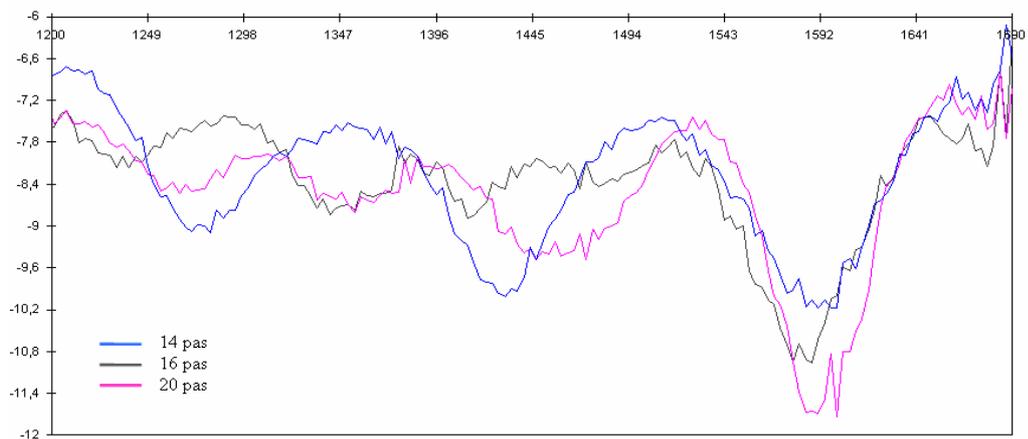
Il est possible d'observer le début de la construction du pic de rejection après dix-sept gravures, à cette étape la rejection atteint les 7dB et elle commence à gagner en amplitude, après deux autres gravures l'atténuation se transforme en rejection, et atteint les onze dB autour de 1600nm.

Après vingt-trois pas la rejection atteint sa valeur maximale de dix-neuf dB, et cela sans noter d'atténuation sur le reste du spectre.

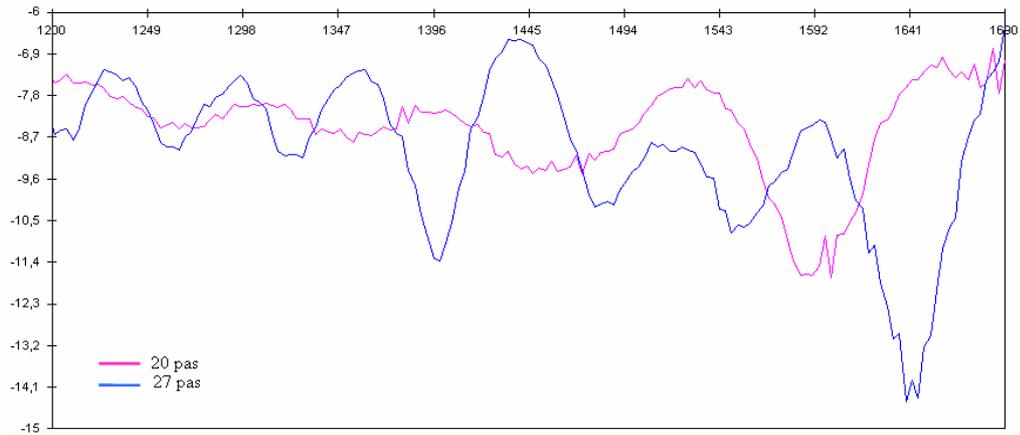
Avec un pas de 0.4mm nous obtenons une rejection plus importante qu'avec un pas de 0.5mm, la très faible valeur de l'arc appliquée permet une modification de la structure interne de la fibre, de manière à obtenir un effondrement des cavités de la structure sans pour autant lui faire subir des déformations macroscopiques, qui causeraient des pertes du signal.

c. Pas de 0.4mm et intensité de 3mA

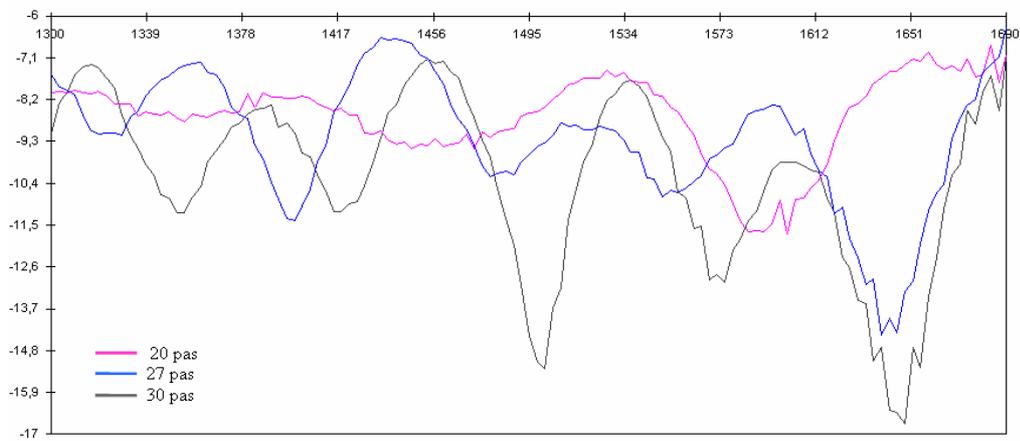
Après avoir observé l'influence de la diminution du pas, nous garderons un pas de 0.4mm et augmenterons la puissance de l'arc à une intensité de 3mA, sachant qu'avec la même puissance et un pas de 0.5mm on a pu obtenir des résultats intéressants.



(a) Nombre de pas 14, 16 puis 20



(b) Nombre de pas 27



(c) Nombre de pas 30

Fig.IV.46 : Pas 0.4mm, intensité 3mA, temps 150ms, n'ombre d' arcs 15

Nous pouvons observer la création d'un pic d'une valeur de 3 dB après quatorze gravures, le pic continue d'évoluer en profondeur jusqu'au 5dB après vingt gravures.

Après la vingt-septième gravure un autre pic plus important que le premier apparaît autour de 1640nm, et atteint une valeur de huit dB.

Le second pic continue à croître au détriment du premier jusqu'à la trente-deuxième gravure, il atteint une valeur de 10dB.

L'augmentation de l'intensité de l'arc, peut être la cause d'une perturbation indésirable de la fibre et permet par la suite la création de différentes rejections au fur et à mesure de la gravure, sur différentes longueurs d'ondes voisines. Il serait donc souhaitable de travailler avec les intensités les plus faibles possibles, afin d'éviter tout risque de chevauchement entre différentes rejections.

Conclusion :**Dans le cas d'une fibre monomode standard**

Après le grand nombre des gravures effectuées, on s'est rendu compte de trois facteurs très importants :

1 À chaque valeur de puissance correspond une valeur du temps d'exposition à l'arc pour pouvoir obtenir une réjection idéale. Donc il faut bien choisir le couple de paramètre (puissance, temps).

2 La marge de la longueur d'onde sur laquelle on doit afficher les résultats : Vu que la fibre utilisé est monomode, il suffit donc d'afficher le graphique juste sur une plage de longueur d'onde entre 1400 nm et 1700 nm, ce «zoom» va mieux mettre en évidence les éventuels pics qu'on pourra trouver et donc il nous permettra une meilleur interprétation des résultats obtenus.

3 Le processus lui-même : Vu le caractère aléatoire de l'arc, on a constaté qu'il vaut mieux attaquer la fibre avec plusieurs arcs de faible puissance au lieu d'un seul. Ainsi on aura une meilleure répartition des charges de l'arc, ceci aidera certainement à assurer une meilleure périodicité du réseau gravé.

L'utilisation d'arcs électriques multiples, permet de répondre à un certain nombre de contraintes rencontrées lors de la gravure avec un seul arc, les avantages offerts par l'arc multiple sont les suivants :

- Diminution des pertes
- Rejection plus précise en longueur d'onde
- Non détérioration de la fibre
- Gravure plus homogène
- Pas d'effet de chancellement

Les étirements permettent l'obtention des pics de rejection intéressants du point de vue amplitude, la profondeur des pics est plus importante comparée à celle obtenue avec les arcs multiples mais aussi avec des largeurs beaucoup plus importante, cela est du à l'aspect aléatoire des déformations macroscopiques par rapport aux déformations microscopiques, qui fait que les pics poussent aussi bien en profondeur qu'en largeur.

Dans le cas des fibres à cristaux photoniques

Les arcs électriques multiples permettent d'obtenir des rejections de dix-neuf dB sur les fibres à cristaux photoniques. Les valeurs du couple intensité et temps d'exposition sont très faibles

car le but est l'effondrement de la structure interne de la fibre PCF et non sa déformation macroscopique qui causerait une atténuation importante du spectre. Le nombre de pas minimum avant la formation d'un pic de rejection est important, et avoisine les vingt pas. La formation du pic se fait sur les quelques pas suivant cette déformation critique avant d'atteindre son maximum. Cette étape de la gravure de quelques pas fait toute la différence quant à la qualité du LPFG gravé.

Quant au choix des valeurs du couple nombre d'arc par pas et temps entre les arcs d'un pas, le nombre de quinze pas choisi pour l'expérimentation est un nombre faible devant les valeurs appliquées à la fibre monomode, mais va de paire avec la valeur minimum de temps d'une seconde entre chaque arc par pas. Une augmentation du nombre Les arcs multiples permettent des rejections plus importantes sur les PCFs que sur les fibres monomodes. Nous estimons que ceci est dû au fait que les fibres PCFs sont par la nature de leur structure plus sensibles à l'arc que les fibres monomodes et donc subissent un changement d'indice plus important entraînant une réponse spectrale plus prononcée.

Conclusion générale

Les réseaux de Bragg à long pas sont une technologie de pointe devenue de plus en plus recommandée, aussi les chercheurs sont très intéressés par leurs méthodes et paramètres de fabrication les plus adéquats aux applications voulues. C'est pour cette raison qu'on s'est orienté dans ce travail vers l'étude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques plus précisément on s'est intéressé à la fabrication des réseaux de Bragg à long pas en utilisant la méthode de l'arc électrique avec et sans micro-étirements. Ce simple composant optique a pu pendant cette dernière décennie conquérir les nouveaux réseaux de télécommunications optiques et ce, par ces différentes applications ; à savoir les opérations de filtrage, de compensation de la dispersion chromatique et l'égalisation du gain des EDFA ou bien encore dans le domaine d'instrumentation comme capteurs de pression ou d'étirement.

D'abord on a mis l'accent sur une méthode de résolution analytique basée sur une modélisation de la propagation de la lumière, permettant de prendre en compte de façon simple les variations de diamètre du cœur de la fibre et des indices de réfraction responsables de la fabrication des LPFGs. Elle permet également de mieux rendre compte du transfert d'énergie lors du couplage des modes de cœurs avec les modes de gaines suite à une perturbation de la propagation de la lumière et rend alors possible la formalisation de ce couplage par la théorie des modes couplés. Ces échanges sont, comme nous l'avons vu, la base des composants passifs tout optique qui créent des perturbations soit par des variations de géométrie (fibre biconique) soit par des variations périodiques de l'indice du cœur (réseaux de Bragg).

Cependant des réalisations expérimentales ont été accompagnées par des résultats encourageants, afin d'analyser et de dégager certaines caractéristiques spécifiques aux LPFGs et d'avoir la possibilité d'automatiser ce processus.

Après le grand nombre de gravures effectuées, on peut résumer nos conclusions sur les deux points suivants:

- Dans le cas de fibre monomode standard on a constaté :

Sans micro-étirements :

À chaque valeur de puissance correspond une valeur de temps d'exposition à l'arc permettant d'obtenir une réjection optimale.

Un «zoom» entre 1400 et 1700 nm est nécessaire pour mieux mettre en évidence les éventuels pics qu'on pourra trouver

Vu le caractère aléatoire de l'arc, on a constaté qu'il vaut mieux attaquer la fibre avec plusieurs arcs de faible puissance au lieu d'un seul. Ainsi on a eu une meilleure répartition des charges de l'arc qui nous a assuré une meilleure périodicité du réseau gravé, une diminution des pertes, une réjection plus précise en longueur d'onde, non détérioration de la fibre, gravure plus homogène et sans effet de chancellement

Avec micro-étirements :

Les étirements permettent l'obtention de pics de rejection plus intéressants du point de vue amplitude; la profondeur des pics est plus importante comparée à celle obtenue avec les arcs multiples, cela est du à l'aspect aléatoire des déformations macroscopiques par rapport aux déformations microscopiques, qui fait que les pics poussent aussi bien en profondeur qu'en largeur.

➤ Dans le cas des fibres à cristaux photoniques on a constaté qu'avec les arcs électriques multiples on peut obtenir des rejections très importantes. Les valeurs du couple intensité et temps d'exposition sont très faibles, car le but est l'effondrement de la structure interne de la fibre PCF et non sa déformation macroscopique qui causerait une atténuation importante du spectre. Quant au choix des valeurs du couple nombre d'arc par pas et temps entre les arcs d'un pas, elles sont faibles comparées à celles utilisées pour les fibres monomodes standards, ce qui nous a permis une réjection optimale pour les PCFs. Une augmentation du nombre d'arcs par pas permettra d'avoir un début de rejection avec un nombre de pas plus faible mais pourrait engendrer une cassure de la fibre.

Les arcs multiples permettent des rejections plus importantes sur les PCFs que sur les fibres monomodes et donc les PCFs subissent un changement d'indice plus important entraînant une réponse spectrale plus prononcée. Une étude approfondie mérite d'être entreprise pour connaître les raisons de ce phénomène.

Enfin l'objectif à long terme de ce travail est d'étendre les recherches sur les différentes approches analytiques et numériques pour la résolution des équations de propagation de la lumière dans une structure de fibre optique. On espère également être en mesure d'analyser les effets des phénomènes de dispersion et de non linéarité dans une fibre optique et dans des composants de fibre optique afin de visualiser comment ces effets affectent les performances des systèmes de communications optiques ainsi que continuer les recherches sur les différentes méthodes de fabrication des composants optiques tels que les réseaux de Bragg pour parvenir aux réseaux tout optiques dans un futur proche.

Bibliographie :

- [1] Y.Bouslimani, H.Hamam, O.Latry and M.Ketata : “Handy technique to produce optical fiber components”, fiber components, International Conference on Applications Photonic Technology, p. 246-249, Montréal, 2003.
- [2] Le dossier du Ministère de l'Industrie_France : “[Étude générique sur les technologies optoélectroniques](#) : la fibre optique, une technologie de pointe”.
<http://www.telecom.gouv.fr/>
- [3] Un article de Wikipédia, l'encyclopédie libre; <http://www.wikipedia.fr>
- [4] Epita, P.Morice, Alcatel; <http://www.roussel.org/>
- [5] Cours sur la fibre optique, Mr Gérald Brun : maître de conférence à l'Université Jean Monnet, Saint-Etienne : <http://www.univ-st-etienne.fr/>.
- [6] Encyclopédie des sciences industrielles Quillet, Nouvelle encyclopédie de mécanique, d'électricité et d'électronique, Publiée avec le concours du Centre National des Lettres, Dépôt légal : Novembre 1983.
- [7] Agrawal, G.P.: ”Applications of nonlinear fiber Optics”, Academic Press, San Diego, CA. (2001).
- [8] Buck, John A.: “Fundamentals of Optical Fibers”, 2nd edition, John Wiley and sons, Inc (Buck, 1995).
- [9] Chertkov, M. et al. : ”Periodic compensation of polarization mode dispersion”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 21, No. 3, pp 486- 498, 2004.
- [10] Glass, A. : ”Research issues in next generation photonic network physical layer”, Philosophical Transactions of the Royal Society, Vol. A358, N1773, pp 2159-2358, 2000.
- [11] Möller, L. et al. : “ISI mitigation using decision feedback loop demonstrated with PMD distorted 10 Gbit/s signals”, IEE Electronics Letters, Vol. 35, N4, pp 2092–2093, 1999.
- [12] [S. Lacroix](#), cours sur les fibres optiques, Polytechnique (Montréal) :
<http://opt-fibres.phys.polymtl.ca/>
- [13] Sylvestre Thibaut :”Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques”, Thèse de Doctorat, Université de Franche- Comté, 1999.

- [14] René Parfait : "Les réseaux de télécommunications", Lavoisier, Paris , Hermes Science Publications, pp 248–253, 2002.
- [15] Laude, J.- P. DWDM : “ fundamentals, components and applications”, Artech House, Norwood, MA, ISBN 1- 58053- 177- 6, 2002.
- [16] M^{ed}. Apithy, Thèse de Maîtrise : " Contribution à l'étude de la propagation dans des composants passifs à fibres optiques", EMAT, Août 2004.
- [17] Bjarklev, A. et al. "Photonic crystal fibres", Kluwer Academic Publishers (2003).
- [18] Koester, C. J.; Snitzer, E. A. "Amplification in a fiber laser", Applied Optics, Vol. 3, N10, pp1182, 1964.
- [19] Ohishi, Y.; Mori, A.; Yamada, M.; Ono, H.; Nishida, Y. et Oikawa, K. Gain "characteristics of telluride-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5 μ m broadband amplification", Optics Letters, Vol. 23, N4, pp 274–276, 1998.
- [20] Yamada, M.; Shimizu, M.; Yoshinaga, H.; Kikushima, K.; Kanamori, T.; Ohishi, Y.; Oikawa, K. et Sudo, S. "Low noise Pr³⁺-doped fluoride fiber amplifier", IEE Electronics Letters, Vol. 31, N10, pp 806–807, 1995.
- [21] Agrawal, G.P. "Nonlinear fiber Optics", 3^e éd., Academic Press, San Diego, CA. 2001.
- [22] Kivshar, Y.; Agrawal, G.P. "Optical solitons: from fibers to photonic crystals", Academic Press, San Diego, CA. 2003.
- [23] B. Thomas, rapport de stage, "Réalisation des réseaux de Bragg sur fibre monmode standard", ENIB, 2005.
- [24] Hill, K.; Meltz, G. "Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview". Journal of Lightwave Technology, Vol. 15, N. 8, pp 1263–1276, 1997.
- [25] A.M. Vengsarkar, P.J. Lemaire, J.B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan and J.E. Sipe: “Long-period fiber gratings as band-rejection filters” in Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, No. 1, January 1996.
- [26] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn: “Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method” in Opt. Letters, Vol. 14, No. 15, 1989.
- [27] S. T. Oh, W. T. Han, U. C. Paek, and Y. Chung: “Reduction of birefringence and polarization dependent loss of long-period fiber gratings fabricated with a KrF excimer laser” in Opt. Express, Vol. 11, No. 23, 17 November 2003.
- [28] Y.G Han, S.B Lee, C.S Kim, J.U Kang, U.C Paek and Y Chung: “Simultaneous measurement of temperature and strain using dual long-period fiber gratings with

- controlled temperature and strain sensitivities” in *Opt. Express*, Vol. 11, No. 5, 10 March 2003.
- [29] H. Kawano, H. Muentz, Y. Sato, J. Nishimae, and A. Sugitatsu: “Reduction of transmission spectrum shift of long-period fiber gratings by a UV-preexposure method” in *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 19, No. 8, August 2001.
- [30] E.M. Dianov, D.S Strarodubov, S.A Vasiliev, A.A. Frolov and O.I. Medvedkov: “Near UV photosensitivity of germanosilicate glass: application for fiber grating fabrication”,IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, LEOS'96, 1996.
- [31] K.P Chen, P.R Herman and R.Tam: “Fabrication of long-period fiber gratings with 157-nm F2 laser radiation” in *Optical Society of America*, 2001.
- [32] P.G. Kryukov, Yu.V. Larionov, A.A. Rybaltovskii, K.A. Zagorul'ko, A. Dragomir, D.N. Nikogosyan, A.A. Ruth: “Long-period fibre grating fabrication with femtosecond pulse radiation at different wavelengths” in *Microelectronic Engineering*, 2003.
- [33] M. Fujimaki, Y. Ohki, J. L. Brebner and S. Roorda: “Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation” in *Opt. Letters*, Vol. 25, No. 2, 15 January 2000.
- [34] C. Chung and H. Lee: “Wavelength characteristics of arc-induced long-period fiber grating by core and cladding modulation”, 2001.
- [35] D.D. Davis, T.K. Gaylord, E.N. Glytsis, S.G. Kosinski, S.C. Mettler and A.M. Vengsarkar: “Long-period fibre grating fabrication with CO₂ laser pulses” in *Electronics letters*, Vol. 34, No. 3, 5 February 1998.
- [36] Y. G. Han, H. S. Park, W. T. Han, B. H. Lee, U. C. Paek, Y. Chung and C. S. Kim: “Temperature stability and mechanical strength of long period fiber gratings fabricated with CO₂ laser”, *OFC 2000*, pp. 26 - 28 , Mar.2000
- [37] K. Morishita , and Y. Miyake: “Fabrication and resonance wavelengths of long-period gratings written in a pure-silica photonic crystal fiber by the glass structure change” in *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 2, February 2004.
- [38] G. Rego, O. Okhotnikov, E. Dianov, Member, OSA, and V. Sulimov: “High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc” in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no. 10, October 2001.

- [39] M. Kim, D. Lee, Bum Il Hong and H. Chung: "Performance characteristics of Long-Period Fiber Gratings made from periodic tapers induced by electric-arc discharge" in *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 40, No. 2, p. 369-373, February 2002.
- [40] O. Frazão, G. Rego, M. Lima, A. Teixeira, F. M. Araújo, P. André, J. F. da Rocha, H. M. Salgado: "EDFA Gain Flattening Using Long-Period Fibre Gratings Based on the Electric Arc Technique", *London Communications Symposium*, 10th-11th September 2001.
- [41] C. Chung and H. Lee: "Wavelength characteristics of arc-induced long-period fiber grating by core and cladding modulation", 2001.
- [42] K. Chen, Q. Sheng, and X. Dong: "Band rejection and bandpass filters based on mechanically induced long-period fiber gratings" in *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 42, No. 1, 5 July 2004.
- [43] J. H. Lim, K. S. Lee, J. C. Kim and B. H. Lee: "Tunable fiber gratings fabricated in photonic crystal fiber by use of mechanical pressure" in *Opt. Letters*, Vol. 29, No. 4, 15 February 2004.
- [44] B.J. Eggleton et al., "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers", *Opt. Lett.* Vol. 24, N° 21, pp 1460-1462, 1999.
- [45] Y. Jeong, B. Yang, B. Lee, H. S. Seo, S. Choi, and K. Oh: "Electrically controllable long-period liquid crystal fiber gratings" in *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. 5, May 2000.
- [46] J. Canning et al., "All-fibre photonic crystal distributed Bragg reflector fibre laser", *Opt. Express*, Vol. 11, N° 17, pp 1995-2000, 2003.
- [47] M.C. Phan Huy, G. Laffont, V. Dewynter-Marty et P. Ferdinand, P. Roy, J-M. Blondy et D. Pagnoux, B. Dussardier et W. Blanc, "Inscription de transducteurs à réseaux de Bragg dans des fibres microstructurés pour des applications en réfractométrie", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 25-27 octobre 2004.
- [48] A.M. Vengsarkar, J. R. Pedrazzani, J. B. Judkins, P. J. Lemaire, N. S. Bergano and C. R. Davidson: "Long-period fiber-grating-based gain equalizers" in *Opt. Letters*, Vol. 21, No. 5, 1 March 2000.
- [49] A.S. Kurkov, M. Douay, O. Duhem, B. Leleu, J.F. Henninot, J.F. Bayon, K. Rivoallan: "Long-period fibre grating as a wavelength selective polarisation element" in *Electronics letters*, Vol. 33, No. 7, 27 March 1997.

- [50] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, J. B. Judkins, J. B. Stark, and A. M. Vengsarkar: "All-optical switching in long-period fiber gratings" in Opt. Letters, Vol. 22, No. 12, 15 June 1997.
- [51] A. Mehdi, rapport de thèse de doctorat, "Étude de l'excitation de la fibre de Bragg à bande interdite photonique par raccordement avec une fibre monomode standard", ENIT, 2003.
- [52] KJ. Zhang, P. Shum, S. Y. Li, N. Q. Ngo, X. P. Cheng, and J. H. Ng: "Design and Fabrication of Flat-Band Long-Period Grating" in IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 15, No. 11, November 2003.
- [53] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar: "Optical fiber long-period grating sensors" in Opt. Letters, Vol. 21, No. 9, 1 May 1996.
- [54] C. C. Ye, S. W. James, and R. P. Tatam: "Simultaneous temperature and bend sensing with long-period fiber gratings" in Opt. Letters, Vol. 25, No. 14, 15 July 2000.
- [55] K.P. Dowker, Z.F. Ghassemlooy, A.K. Ray, F.J. O'Flaherty and P.S. Mangat: "Period dependent temperature and ambient index effects on long period fibre gratings" in Sensors and Their Applications XII, Sept 2003.
- [56] Cours sur la fibre optique de Mr Yassine Bouslimani, Université de Moncton, 2001
- [57] Y.Bouslimani, "Filtrage en longueur d'onde par fibre optique monomode". Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 1999.