

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2005

Thèse N° 57-2005

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”
Spécialité : “Photonique”

présentée et soutenue par

Frédéric GEROME

le 04 Novembre 2005

**Conception et caractérisation de fibres
compensatrices de dispersion chromatique pour
application aux liaisons optiques WDM**

Thèse dirigée par Jean-Marc BLONDY et Alain BARTHELEMY

JURY :

Président :

Monsieur P. GUILLON

Professeur, IRCOM, Limoges

Rapporteurs :

Madame F. DE FORNEL

Directeur de recherche CNRS, LPUB, Dijon

Monsieur Y. JAOUEN

Ingénieur, ENST, Paris

Examineurs :

Monsieur L. GASCA

Ingénieur, Alcatel, Marcoussis

Monsieur D. CROS

Professeur, IRCOM, Limoges

Monsieur A. BARTHELEMY

Directeur de recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Monsieur J-L. AUGUSTE

Ingénieur d'étude CNRS, IRCOM, Limoges

Monsieur J-M. BLONDY

Ingénieur de recherche CNRS, IRCOM, Limoges

Invité :

Monsieur J. MARCOU

Professeur émérite, IRCOM, Limoges

« L'art de bien conduire sa raison dans la connaissance des choses, tant pour s'instruire soi-même que pour instruire les autres. »

La logique de Port Royal

À mes grands parents,

À mes parents,

À Dorothée.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué à l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes (I.R.C.O.M.), au sein de l'Equipe Optique Guidée et Intégrée.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur A. Barthélémy, Directeur de l'I.R.C.O.M., de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et d'avoir participé à ce jury.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur P. Guillon, Directeur de XLIM, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant aujourd'hui de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également Madame F. De Fornel du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne et Monsieur Y. Jaouen de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de les rapporter.

Je tiens à remercier la société Alcatel et plus particulièrement Monsieur L. Gasca, Ingénieur, pour la fabrication des préformes MCVD et pour sa participation à ce jury.

Je témoigne ma reconnaissance à Monsieur D. Cros, Professeur à l'Université de Limoges d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Je suis très reconnaissant de la précieuse aide que J. Marcou, Professeur émérite à l'Université de Limoges, m'a apportée avec une mention spéciale pour les « développements théoriques ».

J'adresse mes plus vifs remerciements à J.-M. Blondy et J.-L. Auguste, pour ces trois années passées à leur côté. Un grand merci pour toute la confiance que vous m'avez témoignée, pour le partage de votre culture scientifique et pour la sincérité de nos relations. Je demeure convaincu qu'un bon apprentissage passe obligatoirement par un excellent encadrement et pour cela je vous serais infiniment reconnaissant.

Mes remerciements vont également aux différents membres de l'équipe pour leurs soutiens qui de près ou de loin ont contribué au bon déroulement de cette thèse. Une dédicace

spéciale à P. Leproux pour ses cours particuliers de tennis (un jour je te battraï ...) et à S. Février pour nos collaborations constructives passées et futures (comme quoi le gap entre l'ours et la Team B est relativement faible).

Un grand merci à S. Lebraud, notre secrétaire et reine de l'impression, qui m'a aidé pour la création de ce document.

Un remerciement chaleureux à mes collègues et amis thésards avec par ordre alphabétique : Brahima le chat noir, l'humoriste Crash (ou juliette ...), Dedel l'homme des cavernes, Jap le disparu, Le Mac et sa ... classe légendaire, mon cher et tendre colocataire Petit Ourse (comment ça marche les PML ?), l'ami de toujours Po (Lucien, j'ai dit allez l'OM), l'homme du futur Rayno Rain's de la Rain's (est-ce que tu m'entends et oh), Mademoiselle la Tchoum (en représentation tous les week-ends à l'Acropolis), Worms le juge arbitre, Yéyé (tout pourri bordeaux) et tous les autres que j'oublie.

Je voudrais remercier du fond du cœur mes parents pour leur soutien et leur amour de chaque instant ainsi que ma fiancée pour sa présence si précieuse à mes côtés.

Enfin bonne lecture à ceux qui auront le courage d'aller plus loin.

Table des matières

Introduction générale.....	17
-----------------------------------	-----------

Chapitre I

L'optique, clé des réseaux à très haut débit.....	23
--	-----------

I. Introduction	25
------------------------------	-----------

II. La naissance d'un nouveau support de propagation : la fibre optique	26
--	-----------

II.1 Comment en sommes nous arrivés là ?	26
---	-----------

II.2 Qu'appelle-t-on une fibre optique ?	27
---	-----------

II.2.1 Composition générale	27
--	-----------

II.2.2 Principe de guidage.....	27
--	-----------

II.2.3 Les différentes catégories de fibres optiques silices	29
---	-----------

III. Application aux télécommunications	31
--	-----------

III.1 Pourquoi les fibres optiques ?.....	31
--	-----------

III.2 Evolutions des caractéristiques et des performances	32
--	-----------

IV. La montée en débit : la solution WDM	34
---	-----------

IV.1 Position du problème	34
--	-----------

IV.2 La technologie WDM.....	35
-------------------------------------	-----------

IV.2.1 Principe de base.....	35
-------------------------------------	-----------

IV.2.2 Le développement des capacités.....	37
---	-----------

IV.2.2.a Augmentation du débit par canal	37
---	-----------

IV.2.2.b Augmentation du nombre de canaux (DWDM)	37
---	-----------

IV.2.2.c Quelques exemples.....	38
--	-----------

IV.3 L'impact du design des fibres dans le cadre des transmissions WDM.....	39
--	-----------

IV.3.1 Les paramètres cruciaux à gérer.....	39
--	-----------

IV.3.1.a La dispersion chromatique	40
---	-----------

IV.3.1.a.i 1^{ère} écriture	42
--	-----------

IV.3.1.a.ii 2nd écriture.....	43
---	-----------

IV.3.1.a.iii <i>La pente de dispersion chromatique</i>	44
IV.3.1.b <i>La dispersion modale de polarisation (PMD)</i>	44
IV.3.1.c <i>L'aire effective</i>	45
IV.3.1.d <i>Les effets non linéaires</i>	46
IV.3.1.d.i <i>Les différentes manifestations de l'effet Kerr optique</i>	47
(a) <i>L'automodulation de phase (SPM)</i>	48
(b) <i>La modulation de phase croisée (XPM)</i>	51
(c) <i>Le mélange à quatre ondes (FWM)</i>	53
IV.3.1.d.ii <i>Les effets Raman et Brillouin</i>	55
(a) <i>L'effet Raman</i>	55
(b) <i>L'effet Brillouin</i>	57
IV.3.1.d.iii <i>Bilan des impacts dans le contexte WDM</i>	58
IV.3.2 <i>La fibre idéale pour le haut débit</i>	60
IV.3.3 <i>Les diverses familles de fibres</i>	61
IV.4 <i>La compensation de la dispersion chromatique</i>	63
IV.4.1 <i>Les différentes solutions</i>	63
IV.4.2 <i>Des exemples d'association fibre de ligne / fibre compensatrice travaillant sur le mode fondamental</i>	64
IV.4.3 <i>La solution retenue pour l'étude</i>	66
IV.4.4 <i>Gestion de la dispersion chromatique</i>	67
V. <i>Conclusion</i>	69

Chapitre II

Théorie des fibres à deux cœurs concentriques..... 71

I. <i>Introduction</i>	73
II. <i>Conventions et hypothèses de la structure étudiée</i>	74
II.1 <i>Rappels sur la géométrie étudiée</i>	74
II.2 <i>Méthodes d'analyse et conventions d'écriture</i>	75
II.2.1 <i>Etude suivant les guides élémentaires</i>	75
II.2.2 <i>Etude suivant la structure complète</i>	76
II.2.3 <i>Représentation des modes</i>	77
II.2.3.a <i>Représentation des modes élémentaires fondamentaux</i>	77
II.2.3.b <i>Représentation des supermodes</i>	78
II.2.3.c <i>Nouvelle écriture modale par décomposition</i>	79

III. Filtrage	84
III.1 Schéma du filtre	84
III.2 Principe général de l'effet de filtrage.....	84
III.2.1 Transition d'entrée ($z=0$)	85
III.2.2 Transition de sortie ($z=L$)	87
III.2.3 Transmission au travers de la FDCC	88
III.2.4 Expressions générales du filtrage.....	89
III.2.4.a Expression de la transmittance à l'aide des modes élémentaires.....	89
III.2.4.b Expression de la transmittance à l'aide des supermodes	90
III.3 Interprétation et discussion de l'effet de filtrage.....	91
III.3.1 Interprétation de la transmittance.....	91
III.3.2 Cas d'un non-synchronisme important.....	92
III.3.3 Evaluation du coefficient a_{1d}	93
III.3.4 Influence de la longueur L du dispositif au voisinage du synchronisme	94
III.4 Validation expérimentale	98
IV. Notion de Dispersion chromatique	99
IV.1 Rappels théoriques.....	99
IV.2 Expression approchée de la dispersion chromatique des supermodes de la FDCC.....	99
IV.3 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » d'une FDCC	101
IV.3.1 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » avec excitation d'un seul supermode....	102
IV.3.2 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » en présence des deux supermodes	103
IV.3.3 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » avec injection et extraction par des fibres unimodales (module)	107
IV.4 Comparaison de l'évolution de la dispersion chromatique en présence d'un ou deux supermodes	108
IV.5 Validation expérimentale	109
V. Relation entre la dispersion chromatique et la dérivée de la transmittance.....	111
V.1 Observation.....	111
V.2 Expression de la dérivée de la transmittance.....	111
V.3 Expression de la dispersion chromatique mesurée	112
V.3.1 Reformulation de la fraction de gauche	113
V.3.2 Reformulation de la fraction de droite.....	113

V.3.3 Expression finale	114
V.4 Comparaison des expressions et interprétation.....	114
V.5 Validation expérimentale.....	115
VI. Conclusions	118

Chapitre III

Conception/Réalisation de fibres compensatrices MCVD

.....	121
-------	-----

I. Introduction	123
-----------------------	-----

II. Conception-Simulation.....	124
--------------------------------	-----

II.1 Les outils de simulation	124
-------------------------------------	-----

II.1.1 La méthode matricielle et la BPM 2D	124
--	-----

II.1.2 La méthode des éléments finis	124
--	-----

II.1.3 Application à la fibre unimodale standard	125
--	-----

II.2 Détermination des paramètres opto-géométriques de FDCC appliquées à la compensation large bande (bande C)	127
--	-----

II.2.1 Cahier des charges n°1	127
-------------------------------------	-----

II.2.2 Zone de travail	127
------------------------------	-----

II.2.3 Influence des paramètres opto-géométriques de la FDCC.....	128
---	-----

II.2.4 Applications.....	130
--------------------------	-----

II.2.4.a Profils d'indice de réfraction classiques	130
--	-----

II.2.4.b Profils d'indice de réfraction à cœur annulaire élargi	131
---	-----

II.2.4.c Profils d'indice de réfraction à gaine enterrée.....	132
---	-----

II.2.5 Profil d'indice de réfraction n°1 retenu	133
---	-----

II.3 Détermination des paramètres opto-géométriques de FDCC appliquées à la compensation en sous-bande	135
--	-----

II.3.1 Cahier des charges n°2	135
-------------------------------------	-----

II.3.2 Application aux profils d'indice de réfraction classiques.....	136
---	-----

II.3.3 Profil d'indice de réfraction n°2 retenu	137
---	-----

II.4 Autres profils étudiés	138
-----------------------------------	-----

II.4.1 Fibre à dispersion plate	138
II.4.2 Coupleur optique	141
III. Fabrication-Characterisation.....	145
III.1 Etude d'une fibre appliquée à la compensation large bande (bande C).....	145
III.1.1 Etirage de la préforme n°1	145
III.1.2 Métrologie.....	147
III.1.2.a Caractérisation des modes de la structure	147
III.1.2.b Caractérisation de la dispersion chromatique	150
III.1.2.b.i Mesure à l'aide du E.G. &G.	150
III.1.2.b.ii Mesure à l'autocorrélateur.....	154
III.1.2.c Mesure de l'aire effective.....	156
III.1.2.d Evaluation des pertes.....	157
III.1.2.d.i Pertes de raccordement.....	158
III.1.2.d.ii Atténuation linéique	159
III.1.2.e Influence de la courbure	161
III.1.3 Réalisation du module compensateur fonctionnant en bande C.....	163
III.1.4 Conclusion partielle	164
III.2 Etude d'une fibre appliquée à la compensation en sous-bande.....	165
III.2.1 Etirage de la préforme n°2	165
IV. Autres solutions alternatives pour contrôler la dispersion chromatique.....	167
IV.1 La concaténation	168
IV.2 L'enroulement sur différents diamètres.....	170
IV.3 L'enroulement conique.....	172
IV.4 L'utilisation de plusieurs fibres pour décorrélérer les compensations de la pente et du coefficient de dispersion chromatique	174
V. Conclusion.....	176

Chapitre IV

Conception/Fabrication de fibres compensatrices

microstructurées.....	179
-----------------------	-----

I. Introduction	181
II. Conception-Simulation.....	183
II.1 L’outil de simulation	183
II.2 Développement de logiciels complémentaires.....	183
II.2.1 Les grandeurs caractéristiques.....	183
II.2.1.a La fréquence normalisée	183
II.2.1.b La dispersion chromatique et l’aire effective	185
II.2.1.c Les pertes	186
<i>II.2.1.c.i Les pertes de confinement.....</i>	<i>186</i>
<i>II.2.1.c.ii Les pertes de raccordement.....</i>	<i>188</i>
II.2.1.d Prise en compte des géométries réelles	188
II.3 Conception de nouvelles fibres compensatrices de dispersion chromatique ...	189
II.3.1 Les motivations	189
II.3.2 Fibres microstructurées compensatrices dopées germanium	190
II.3.3 Fibres microstructurées compensatrices air-silice.....	191
II.3.4 Autres design de fibres compensatrices microstructurées	193
II.3.4.a Structure à deux cœurs concentriques juxtaposés	194
II.3.4.b Structure en nid d’abeille.....	194
II.3.4.c Structure carrée	195
II.4 Optimisation des paramètres géométriques en fonction de l’application.....	196
II.4.1 Influence des paramètres géométriques.....	196
II.4.1.a Influence du nombre de couronnes.....	197
II.4.1.b Influence de l’écart entre les trous d’air (pitch)	198
II.4.1.c Influence du diamètre des gros trous d’air	199
II.4.1.d Influence du diamètre des petits trous d’air	200
II.4.1.e Influence du positionnement de l’anneau	201
II.4.1.f Conclusion partielle.....	202
II.4.2 Application à la compensation monocanal/sous-bande	202
II.4.3 Application à la compensation large bande (bande C).....	204
III. Fabrication-Characterisation.....	207
III.1 La fabrication des fibres microstructurées	207
III.1.1 Création de capillaires sur mesure	207
III.1.2 Réalisation de cannes microstructurées	209
III.1.3 Naissance de la fibre optique microstructurée	209
III.2 Etude d’une fibre compensatrice microstructurée appliquée à la compensation en sous-bande.....	210
III.2.1 Réalisation de la FDCC microstructurée	210
III.2.2 Métrologie.....	211
III.2.2.a Caractérisation des modes de la structure	211

III.2.2.b Evaluation des pertes	213
III.2.2.c Caractérisation du point de vue de la dispersion chromatique	214
III.2.3 Vers un effet calé à 1550nm	215
III.3 Etude d'une fibre compensatrice microstructurée appliquée à la compensation large bande (bande C).....	216
IV. Conclusion	218
Conclusions générales/Perspectives.....	221
Annexes	229
Références Bibliographiques.....	253
Liste des publications.....	269

Introduction générale

Introduction générale

« L'optique sera au XXI^{ème} siècle ce que l'électronique a été au XX^{ème} siècle ». Telle était la prophétie et le rêve des pionniers qui ont participé au développement des télécommunications optiques ces dernières années. Avec l'invention du laser au début des années 1960, ce rêve est devenu une réalité. Et en à peine plus de dix années, la révolution technique de la transmission par fibre optique s'est mise en marche. Ainsi, qu'il s'agisse des transmissions à grande distance terrestres ou sous-marines, le stade expérimental fut largement dépassé et les liaisons commerciales optimisées à leur début pour la longueur d'onde de $1,3\mu\text{m}$ se sont multipliées rapidement dans les pays industrialisés, comme l'illustre la figure suivante :



Représentation des réseaux de télécommunications optiques dans le monde.

On estime aujourd'hui à plusieurs centaines de millions de kilomètres la longueur totale des fibres optiques installées à travers le monde.

Mais, au milieu des années 1990, avec l'avènement du réseau de communication Internet, le marché des télécommunications a connu un essor sans précédent. En effet, la popularité et la facilité d'accès à ce réseau ont impliqué une demande en constante croissance de bande passante. Deux importantes solutions à base de fibre optique ont alors généré une augmentation considérable des capacités de transmission des liaisons : ce sont d'une part les amplificateurs optiques, et d'autre part, un nouveau principe de multiplexage-démultiplexage en longueur d'onde nommé WDM (pour Wavelength Division Multiplexing). Ce dernier permet de transporter plusieurs signaux sur une seule fibre optique en leur affectant une

longueur d'onde (ou fréquence) différente, à la manière des canaux de télévision. Mais surtout, il présente l'avantage d'exploiter les fibres existantes sans modifier l'infrastructure physique. Dès lors, la course au record en terme de capacité fut lancée pour atteindre de nos jours la barrière emblématique du Térabit/s. Avec cette stupéfiante montée en débit, le signal est devenu de plus en plus sensible aux effets de la propagation, et par conséquent des facteurs considérés jusque là comme négligeables, vont devoir être contrôlés ...

Partant de ces divers constats, j'ai choisi d'articuler mon mémoire de thèse en quatre étapes. La première d'entre elles intitulée « **L'optique, clé des réseaux à très haut débit** », correspondra à une étude bibliographique dirigée sur ces télécommunications optiques. Après un court rappel historique de la fulgurante ascension de la fibre optique, les investigations se tourneront vers la technologie WDM afin de mettre en lumière les enjeux de ces nouveaux systèmes. Ainsi, un des paramètres clés appelé la dispersion chromatique sera retenu pour être au cœur de mes études. Avec lui, le signal se trouve dégradé et la distance entre les amplificateurs optiques limitée, du fait principalement que sa valeur ne s'annule pas aux longueurs d'onde de travail (autour de $1,55\mu\text{m}$). C'est pourquoi, le contrôle de cet étalement temporel tout au long d'une liaison apparaît indispensable, et ce pour tous les canaux injectés simultanément. Différentes techniques permettant de corriger ce phénomène seront discutées pour n'en retenir qu'une basée sur la technique DCF (pour Dispersion Compensating Fiber). Elle consistera à introduire dans la liaison un tronçon de fibre produisant une dispersion négative de compensation. Pour ce faire, mon choix s'est arrêté sur une fibre optique (connue du laboratoire) présentant un profil d'indice de réfraction particulier, caractérisé par la présence de deux cœurs concentriques.

Le second chapitre sera l'occasion d'explicitier les phénomènes mis en jeu dans ces structures double cœur aussi bien en terme de filtrage spectral que de dispersion chromatique. Grâce à l'élaboration **d'une théorie complète et détaillée**, qui faisait jusque là défaut, la compréhension de leur fonctionnement sera totale, levant du même fait les interrogations passées.

Les Chapitres troisième et quatrième seront dédiés à **la conception et à la réalisation de fibres à deux cœurs concentriques** respectivement basées sur le procédé de fabrication MCVD et la technologie microstructurée. Dans les deux cas, une modélisation de la propagation dans ces fibres sera étudiée par l'intermédiaire de trois outils numériques : la

méthode matricielle, la BPM 2D et surtout la méthode des éléments finis pour laquelle j'ai conçu et développé des logiciels complémentaires. Viendra ensuite une phase d'optimisation des profils dans le but de répondre aux divers cahiers des charges, établis pour certains avec Alcatel Research & Innovation dans le cadre d'un partenariat. En dernier lieu, chaque étude théorique sera complétée par une réalisation pratique suivie de caractérisations. Finalement, les résultats obtenus permettront d'évaluer objectivement l'intérêt des deux solutions proposées.

Chapitre I

L'optique, clé des réseaux à très haut débit

I. Introduction

Afin de bien comprendre le contexte dans lequel notre étude s’inscrit, le Chapitre premier fait office de recherche bibliographique dans le domaine des télécommunications optiques. Son récit s’articulera de la manière suivante. Après une courte présentation de la fibre optique et de son étonnante évolution au cours des trente dernières années, nous orienterons nos recherches autour de la technique du multiplexage en longueur d’onde (ou WDM pour Wavelength Division Multiplexing) qui apparaît comme la solution retenue par les opérateurs pour faire face à la montée en débit lié notamment au développement du réseau de communication Internet. En premier lieu, nous chercherons à identifier et à évaluer les paramètres fondamentaux mis en jeu dans le cadre des transmissions WDM pour les intégrer à nos futurs calculs. Nous nous focaliserons alors sur la notion de dispersion chromatique et sur la nécessité de compenser cette grandeur pour accroître les performances des nouvelles liaisons optiques. Diverses méthodes de compensation seront comparées pour n’en retenir qu’une, basée sur l’utilisation originale d’une fibre à deux cœurs concentriques, qui fera l’objet de nos recherches au cours des chapitres suivants.

II. La naissance d'un nouveau support de propagation : la fibre optique

II.1 Comment en sommes nous arrivés là ?

Le premier réseau transmettant des informations par le biais de la lumière est apparu à la fin du 18^{ème} siècle (1792) avec le génial inventeur, l'abbé Claude Chappe. Ce dernier avait mis au point le télégraphe optique représenté sur la **figure I-1**. Il permettait d'une part de lire des messages constitués d'une suite de signaux sémaphoriques (messages codés) à l'aide d'une longue vue et d'autre part de les reproduire pour être lus à nouveau (remise en forme).

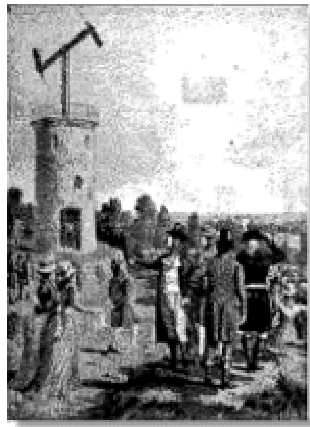


Figure I-1 : Télégraphe optique.

Les caractéristiques de nos systèmes de communication modernes que sont le codage et régénération venaient de voir le jour... Cette première démonstration avait bien entendu des limites avec principalement les conditions météorologiques du fait que les transmissions avaient lieu en air libre, en sachant de plus que le système ne pouvait opérer qu'en pleine journée. Un support de transport pour la lumière était donc nécessaire. Ce n'est qu'autour de 1840 que le suisse Colladon, puis l'année suivante le français Jacques Babinet, constataient que la lumière pouvait être guidée dans des filets d'eau d'une fontaine et des bâtons en verre. Cette découverte fut alors mise en pratique par des ingénieurs et médecins, comme en 1888 où les professeurs Roth et Reuss employèrent des tubes de verre pour éclairer les cavités et les viscères du corps. Mais on est encore loin de l'inforoute puisque ces tubes de verre ne transmettaient l'image que sur 5 mètres !!! Et puis dans les années 60, une petite révolution arriva nommé laser (pour Ligth amplifier stimulated emission of radiations). Avec elle,

beaucoup de chercheurs pensèrent qu'il était possible de transporter des données sur des longues distances. En 1970, les Bell Telephone Laboratories réalisèrent le premier laser à semi-conducteur fonctionnant à température ambiante. Au même moment Corning Glass annonça la réalisation de fibres optiques avec un affaiblissement cent fois moins important que ce qui était possible auparavant (20dB/km signifiant qu'au bout d'un kilomètre de propagation il ne reste qu'1% du signal émis). La lumière venait de trouver son support de propagation : la fibre optique.

II.2 Qu'appelle-t-on une fibre optique ?

II.2.1 Composition générale

Une fibre optique est un guide d'onde optique, de géométrie simple (cf. **figure I-2**), constitué au centre d'un cœur d'indice de réfraction élevé (composé essentiellement de silice pure hautement raffinée et plus ou moins dopée). Autour, nous trouvons la gaine dite optique qui possède un indice de réfraction plus faible avec un diamètre extérieur de l'ordre de 125 μ m pour les fibres conventionnelles. Enfin, une gaine dite mécanique est rajoutée pour protéger la fibre optique en assurant une meilleure résistance mécanique.

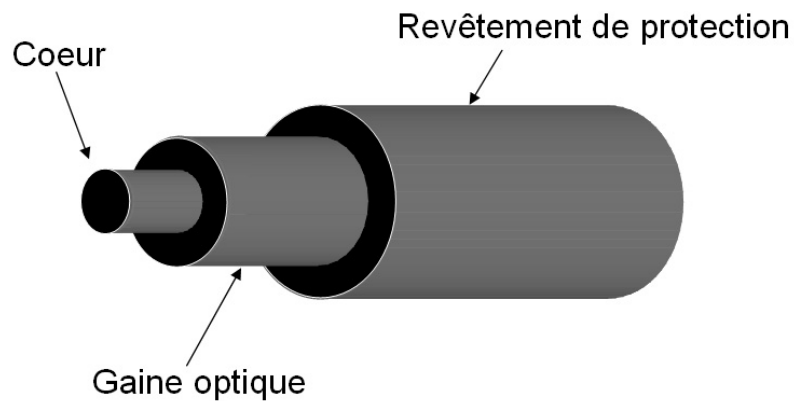


Figure I-2 : Structure d'une fibre optique.

II.2.2 Principe de guidage

Nous avons vu ci-dessus qu'une fibre est constituée de deux milieux d'indices optiques différents : le cœur central et la gaine optique d'indice de réfraction noté respectivement n_1 et n_2 , avec $n_1 > n_2$.

Or il est connu que lorsqu’un rayon lumineux d’incidence i_i passe d’un milieu d’indice n_1 à un milieu d’indice n_2 , il est dévié (ou réfracté) avec un angle de déviation i_r tel que :

$$n_1 \sin i_i = n_2 \sin i_r \quad [\text{I-1}]$$

Dans le cas où l’angle d’incidence respecte la condition suivante :

$$i_i > \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad [\text{I-2}]$$

alors le rayon n’est plus réfracté mais réfléchi. En rajoutant un deuxième milieu d’indice n_2 , le rayon optique se trouve alors piégé dans le milieu n_1 par des réflexions successives aux interfaces (entre le cœur et la gaine dans une fibre optique) comme le montre la figure suivante :

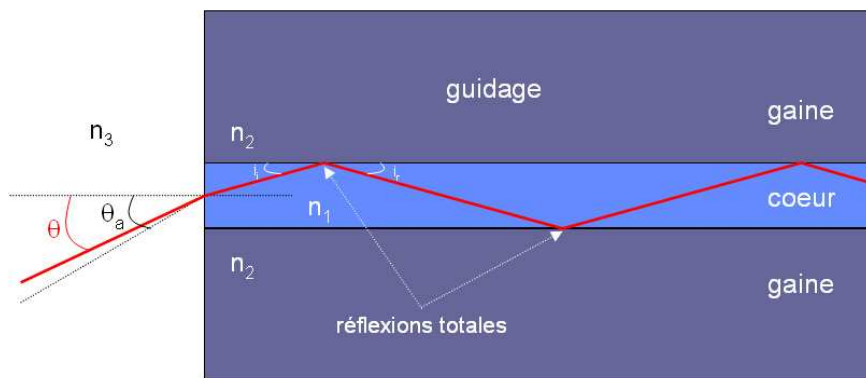


Figure I-3 : Guidage de la lumière dans le milieu d’indice n_1 par réflexion totale interne.

On parle alors de guidage par réflexion totale interne. Pour les fibres optiques, une grandeur supplémentaire est introduite concernant l’angle d’incidence du rayon sur la face d’entrée de la fibre noté θ . Elle découle de l’équation [I-2] et stipule que si l’angle d’incidence θ est inférieur à l’angle critique (ou angle d’acceptance) noté θ_a et défini par :

$$\theta_a = \arcsin\left[\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_3^2}\right]^{1/2} \quad [\text{I-3}]$$

alors le rayon sera uniquement guidé dans le cœur. On définit alors la notion d’ouverture numérique (ON) par la relation [I-1], dans le cas où le milieu d’indice n_3 est l’air :

$$\text{ON} = \sin(\theta_a) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad [\text{I-4}]$$

II.2.3 Les différentes catégories de fibres optiques silices

Il existe deux grandes familles de fibres optiques : les fibres unimodales et multimodes. Une fibre est dite unimodale si un seul chemin optique est envisageable pour la lumière et à l’inverse, une fibre est dite multimode si plusieurs chemins sont possibles. Un paramètre appelé fréquence réduite et noté V permet de définir la catégorie dans laquelle se situe la fibre :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad [I-5]$$

avec a le rayon du cœur de la fibre et λ la longueur d’onde

Le critère de sélection est alors très simple : lorsque $V < 2,405$ la fibre (à saut d’indice) est dite unimodale. Le tableau suivant compare les caractéristiques de ces deux familles de fibres optiques et en donne les champs d’application :

Fibre unimodale	Fibre multimode
ON faible (connexion délicate)	ON forte (connexion facile)
Très faible atténuation (qqd dixième de dB/km)	Faible atténuation
Faible dispersion	Forte dispersion
\Rightarrow <i>Haut débit longues distances</i>	\Rightarrow <i>Réseaux locaux</i>

Tableau I-1 : Caractéristiques générales des fibres unimodales et multimodes avec leurs applications pratiques.

Il est à noter que pour chacune des deux catégories, différents profils d’indice de réfraction sont possibles dont les plus répandus sont les fibres dites à saut d’indice (cf. **figure I-4**) et à gradient d’indice.

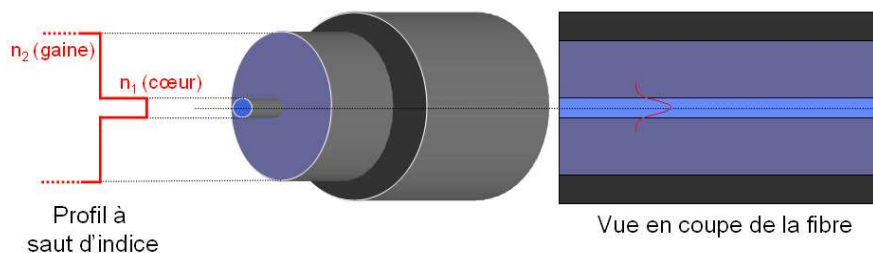


Figure I-4 : Profil d’indice de réfraction et vue en coupe d’une fibre optique unimodale à saut d’indice.

Par la suite, nous nous limiterons aux fibres unimodales à saut d'indice (ou équivalent à saut d'indice) compte tenu du fait que l'application visée correspond aux liaisons optiques à haut débit.

III. Application aux télécommunications

III.1 Pourquoi les fibres optiques ?

L’heure pour considérer la fibre optique comme le média de câblage d’aujourd’hui est une réalité. Elle s’est révélée être un support capable de concurrencer le câble en cuivre ainsi que les ondes radio aussi bien en terme de performances au niveau de la transmission (très faible atténuation, très grande bande passante, multiplexage possible), d’avantages liés à la mise en œuvre (très petite taille, grande souplesse, faible poids), de sécurité électrique, électromagnétique et industrielle ainsi que de plus en plus qu’un point de vue économique. Le tableau suivant met en relief ces divers avantages :

Support	Câble coaxial	Ondes radio	Fibres optiques
Propagation	guidée	libre/dirigée	guidée
Matériau	cuivre	/	silice
Bande passante	MHz	GHz	THz
Atténuation	forte avec fréquence	variable	très faible
Sensibilité aux perturbations EM	faible	forte	nulle
Confidentialité	correcte	nulle	élevée
Applications	Réseaux locaux haut débit, vidéo	Mobiles, satellites, hertzien	Haut débit longues distances, réseaux locaux

Tableau I-2 : Comparatif des caractéristiques de différents supports de propagation.

A la vue de tous ces aspects, on comprend mieux pourquoi actuellement il se pose plus de 300m de fibre optique par seconde dans le monde, soit une vitesse de pose supérieure à la vitesse du son !!!

III.2 Evolutions des caractéristiques et des performances

C'est à partir de 1978 que furent installés les premiers systèmes travaillant à la longueur d'onde optique de $0,85\mu\text{m}$ (dû au développement des diodes lasers AsGa autour de cette longueur d'onde) en régime multimode et acheminant un débit d'information compris entre 50 et 100Mbit/s avec un espacement entre répéteurs de 10 à 15km. En 1980, une liaison de 7km fut réalisée entre les centraux Tuileries et Philippe-Auguste fonctionnant à un débit de 34Mbit/s (ce qui correspondait déjà à 480 voies téléphoniques).

La seconde génération de systèmes de transmission sur fibre optique fut alors engagée et découla directement de la mise au point de la fibre unimodale et du laser à semi-conducteur à $1,3\mu\text{m}$, longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique de cette fibre s'annule. Des débits allant jusqu' à plusieurs centaines de Mbit/s (aussi bien pour les réseaux terrestres que sous-marins) avec un espacement entre répéteurs de plusieurs dizaines de km sont alors atteints. Ainsi en décembre 1988 fut mis en service le premier système transatlantique (TAT8) offrant une capacité de 280Mbit/s par paire de fibres avec une distance entre répéteurs d'environ 40km (soit une transmission de 4000 conversations simultanées par paire de fibres pour un total atteignant les 50000 conversations). La portée de ces systèmes reste cependant limitée par les pertes de la fibre, autour de 0,5dB/km dans le meilleur des cas. Avec les systèmes de troisième génération, la fenêtre de transmission se décale alors à 1550nm là où l'atténuation est minimale (0,2dB/km). En 1991, avec le TAT9, la distance entre les répéteurs dépasse les 100km et la capacité atteint 560Mbit/s par paire de fibres.

Enfin les systèmes dits de quatrième génération feront leur apparition au début des années 90 avec le développement des amplificateurs optiques à fibres dopées à l'Erbium qui remplaceront les répéteurs-régénérateurs. Avec eux les pertes de propagation pourront alors être compensées, ce qui augmentera fortement la portée des liaisons. Le premier système transatlantique utilisant des répéteurs à amplification optique (TAT12/13) sera posé en 1995 offrant un débit de 5Gbit/s.

La **figure I-5** illustre la rapidité des performances obtenues en terme d'atténuation, le tout s'appuyant sur le développement des lasers et des photorécepteurs associés :

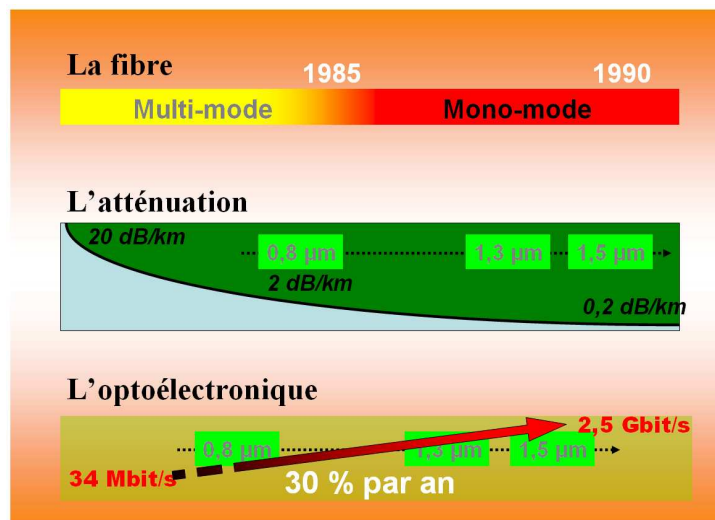


Figure I-5 : Evolution de la technique de transmission sur fibre optique.

Une seconde découverte importante accompagnera les systèmes de communication quelques années plus tard : un nouveau principe de multiplexage-démultiplexage en longueur d'onde nommé WDM (pour Wavelength Division Multiplexing) capable de multiplier considérablement les capacités de transmission des fibres optiques. Cette avancée va alors devenir un élément quasi-incontournable pour le futur comme nous allons le voir par la suite et c'est pourquoi nous avons choisi d'orienter nos recherches vers cette application.

IV. La montée en débit : la solution WDM

IV.1 Position du problème

Les systèmes de transmission dans les années 80 ne reposaient que sur l’utilisation du multiplexage temporel (ou TDM pour Time Division Multiplexing) pour transmettre l’information uniquement sur une seule longueur d’onde, comme l’illustre la **figure I-6** :

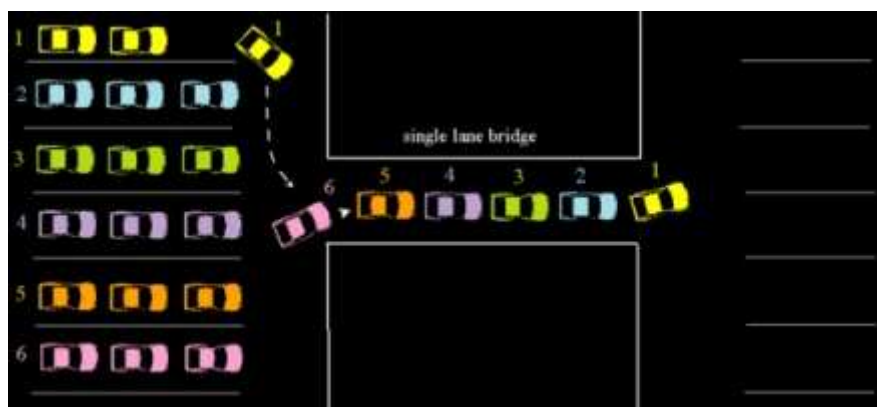


Figure I-6 : Illustration du multiplexage par division de temps.

Cette technique divise la bande passante disponible en un certain nombre d’intervalles de temps (fixe ou non selon la technique). Un intervalle de temps est alloué à chaque unité et celle-ci peut alors l’utiliser pour transmettre son information.

Avec l’avènement du réseau de communication Internet au milieu des années 90, la demande en terme de bande passante ne cessera d’augmenter du fait de l’importance des tailles de fichiers de données transmises (voix, images, vidéos, ...). En effet, la popularité et la facilité d’accès à ce réseau ont impliqué une demande en bande passante doublant approximativement tous les 6 à 9 mois, ce que confirme le graphique :

A l’émission, on multiplexe n canaux (ou couleur) au débit nominal D ; à la réception on démultiplexe le signal global $n \times D$ en n canaux. Chaque fibre transporte donc un multiple de n canaux, ce qui est équivalent en terme de capacité à n fibres transportant chacune un canal. Il est facile de voir que cette approche permet d’augmenter la capacité d’un réseau de manière importante en présentant le gros avantage d’exploiter les fibres existantes sans modifier l’infrastructure. La norme internationale ITU-T G.692 (Interfaces optiques pour systèmes multi-canaux avec amplificateurs optiques) a défini plusieurs fenêtres de transmission qui sont représentées sur la courbe d’atténuation de la silice ci-dessous :

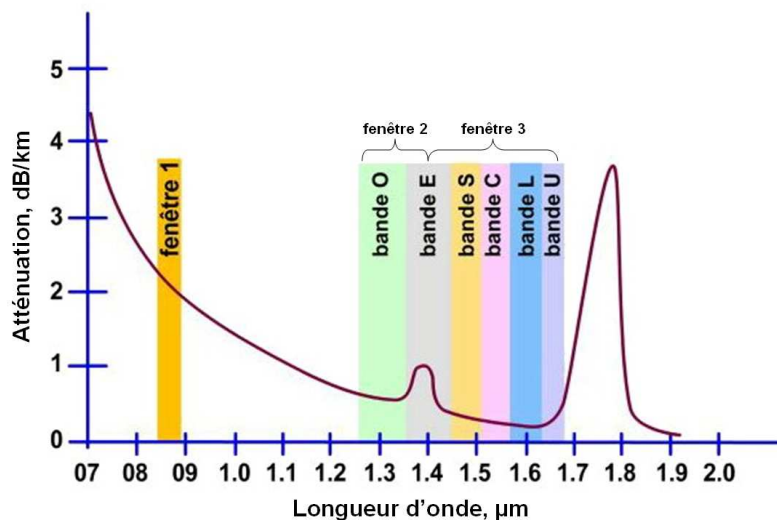


Figure I-9 : Courbe d’atténuation de la silice incluant les fenêtres de transmission.

La fenêtre dite conventionnelle (notée bande C) couvrant la bande de longueur d’onde allant de 1530nm à 1565nm, sera celle par la suite que l’on retiendra pour nos calculs, en sachant qu’à terme il faudra étudier aussi les bandes adjacentes. A l’intérieur de la bande, un seul peigne de longueur d’onde est alors autorisé avec un espacement fixe normalisé en Gigahertz (GHz) ou en nanomètre (nm) ne descendant pas en dessous de 100GHz (ou 0,8nm) pour cette technique. Ces premiers systèmes WDM sont apparus en 1996 en Europe avec la liaison Nantes–Penmarc’h où 4 canaux en parallèle furent introduits sur une même fibre avec un débit nominal de 2,5Gbit/s (ce qui correspond à un débit total de 10Gbit/s).

IV.2.2 Le développement des capacités

Pour augmenter la capacité totale d'un système WDM, il est possible de jouer sur le débit transporté par chaque canal ou sur le nombre de canaux, voir sur les deux en même temps.

IV.2.2.a Augmentation du débit par canal

Les progrès de l'électronique rapide, l'intégration des composants électroniques et optiques, permettent de traiter dans les équipements d'extrémités, des débits de plus en plus élevés. Si les premiers systèmes WDM travaillaient avec des débits de 2,5Gbit/s, rapidement des transmissions à 10Gbit/s sont apparues pour atteindre aujourd'hui des débits de 40Gbit/s par canal. Mais cette augmentation du débit rend le signal de plus en plus sensible aux défauts de la propagation, tant linéaires que non linéaires. Ainsi, la dispersion chromatique (autour de 16,5ps/(nm.km) à 1550nm pour une fibre de type SMF-28), néfaste à la transmission d'information, ne pourra plus être négligée et des solutions de compensation de dispersion devront être trouvées et développées. De même l'apparition de puissance injectée plus élevée ainsi que la dispersion modale de polarisation seront aussi des facteurs de dégradation très importants et leurs impacts devront être maîtrisés. Ces aspects feront l'objet de nos recherches dans la suite du manuscrit

IV.2.2.b Augmentation du nombre de canaux (DWDM)

Pour augmenter le nombre de canaux, la méthode consiste à diminuer l'espacement entre chaque longueur d'onde tout en restant dans la même bande (par exemple la bande C). Les espacements utilisés prennent alors pour valeurs 50GHz (ou 0,4nm) voir 25GHz (0,2nm). Des centaines de canaux peuvent donc être obtenus dans une même bande ! Du fait que l'espacement se trouve inférieur à 100GHz, on parle alors de technologie DWDM (pour Dense Wavelength Division Multiplexing). Ce resserrement impose par ailleurs des tolérances de plus en plus faibles sur la stabilité des lasers et des filtres qui séparent les canaux dans le démultiplexeur.

IV.2.2.c Quelques exemples

Bien entendu, pour accroître la capacité de transmission, la combinaison de ces deux techniques est utilisable. Aujourd’hui, à 10Gbit/s par canal, un espacement de 50GHz sur une fibre standard unimodale (G.652) est parfaitement maîtrisé. Des espacements de 25GHz à 10Gbit/s ainsi que de 100GHz à 40Gbit/s commencent à être proposés à la vente par des industriels. Le graphique suivant illustre les différents équipements de transmission WDM (données issues de l’ouvrage [I-2]) :

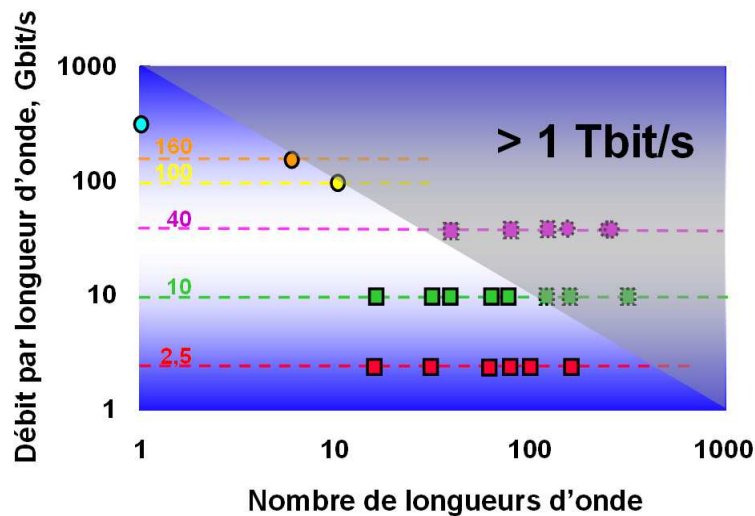


Figure I-10 : Equipements de transmission WDM (□ disponibles, □ annoncés, ○ labo R&D).

Au moment présent, la capacité totale des systèmes a atteint un record de 6Tbit/s (149 canaux modulés à 42,7Gb/s avec un espacement autour de 50GHz, 72 canaux dans la bande C et 77 canaux dans la bande L) pour une transmission sous-marine sur 6120km installée par le groupe Alcatel [I-3].

Une autre caractéristique étudiée rend compte de l’efficacité spectrale des systèmes. Cette grandeur est exprimée en bit/s/Hz. La **figure I-11** témoigne de sa fulgurante évolution au cours de ces dix dernières années [I-2]. Les systèmes développés en laboratoire viennent de dépasser la barrière emblématique du bit/s/Hz d’efficacité spectrale dans un système japonais travaillant avec des espacements de 70GHz à 85,4Gbit/s sur 300km [I-4]. La course se poursuit pour se rapprocher des rendements spectraux de quelques bit/s/Hz des ondes radio, avec des études incluant des modulations de 160Gbit/s.

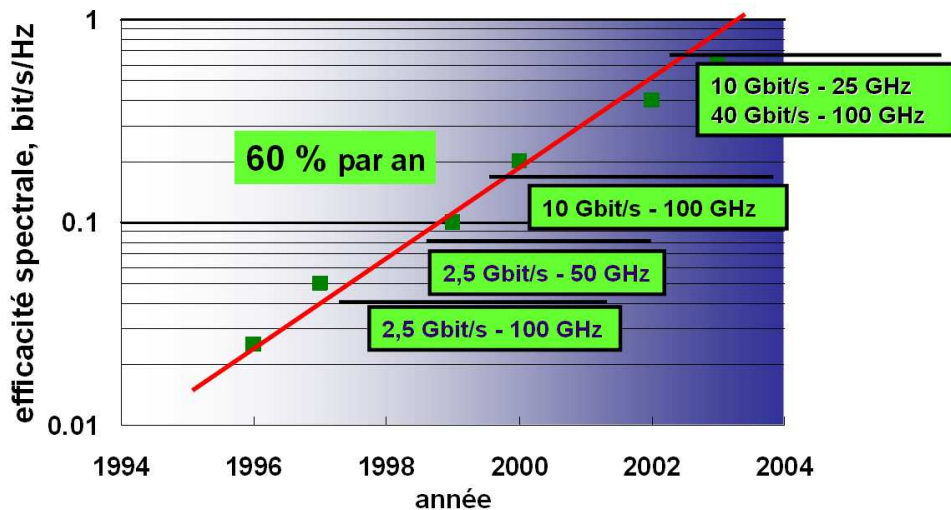


Figure I-11 : Evolution de l'efficacité spectrale des systèmes WDM.

Il est à noter que parallèlement, des recherches sont menées pour augmenter la portée optique des systèmes, c'est-à-dire la distance maximale qui peut être couverte sans régénération du signal compte tenu du coût des sites de régénération. Cet avantage est d'autant plus marqué que le nombre de canaux du multiplexeur est grand. Ainsi, on a vu apparaître récemment des systèmes terrestres de différentes classes : très longue portée VLH (pour Very Long Haul) jusqu'à 1500km, ultra longue portée ULH (Ultra Long Haul) jusqu'à 3000km et enfin extrêmement longue portée ELH (Extremely Long Haul) jusqu'à 6000km, distance voisine de celle requise en liaison sous-marine (typiquement 7000km et 10000km pour les systèmes transatlantique et transpacifique). Enfin, l'apparition de nouveaux formats de codage tels que le DPSK (pour Differential Phase Shift Keying) ainsi que l'amplification distribuée par effet raman ouvrent des perspectives prometteuses pour les réseaux de transport terrestres.

IV.3 L'impact du design des fibres dans le cadre des transmissions WDM

IV.3.1 Les paramètres cruciaux à gérer

Avec le développement des systèmes du WDM autour de la longueur d'onde de 1550nm, de fortes puissances sont mises en jeu et le nombre de canaux est en constante augmentation. De nombreux facteurs, considérés jusque là comme négligeables, vont devoir être maîtrisés pour limiter la détérioration du rapport signal à bruit et l'augmentation du taux

d’erreur. Nous allons nous pencher plus particulièrement sur deux paramètres que sont la dispersion chromatique (notée D_{ch}) et l’aire effective (notée A_{eff}) tout en introduisant les effets non linéaires de type Kerr, Raman et Brillouin ainsi que la notion de PMD.

IV.3.1.a La dispersion chromatique

Lorsqu’une impulsion se propage en régime linéaire dans une fibre optique, cette dernière subit un phénomène de dispersion qui se traduit physiquement par un étalement temporel :

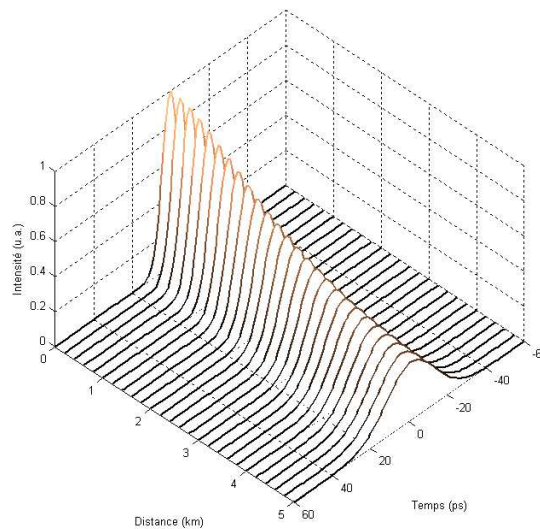


Figure I-12 : Elargissement d’une impulsion au cours de la propagation.

Plusieurs types de dispersion existent, chacune d’elle contribuant à l’étalement de l’impulsion au cours de sa propagation dans le guide. Il faut différencier la dispersion intermodale, la dispersion du matériau, la dispersion du guide et la dispersion de polarisation. Dans ce paragraphe, on s’intéressera uniquement à la dispersion chromatique car elle correspond à la principale cause de dispersion pour les fibres unimodales ayant un profil d’indice de réfraction à symétrie de révolution. Dans le cas où l’impulsion est gaussienne, on peut évaluer simplement sa nouvelle largeur au moyen de la dispersion des vitesses de groupe (β'') par :

$$T = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2|\beta''|z}{T_0^2} \right)^2} \quad [I-6]$$

avec T_0 la largeur de l’impulsion gaussienne de départ

Moyennant un certain nombre d’approximation comme par exemple les termes croisés intervenant dans la définition du guide, on exprime communément la dispersion chromatique comme étant la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion du guide :

$$D_{ch} = D_{guide} + D_{mat.} \quad [I-7]$$

avec :

- D_{guide} (dispersion du guide) : Elle résulte du fait que les ondes se propagent dans un guide d’onde et non dans un milieu illimité leur donne un indice effectif dépendant de la longueur d’onde ; cette influence du guidage entraîne une nouvelle contribution à l’évolution spectrale des temps de propagation.
- $D_{mat.}$ (dispersion du matériau) : Elle résulte du fait que la silice qui compose majoritairement la fibre optique, possède un indice optique, l’indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d’onde. Cette dépendance de l’indice en fonction de la longueur d’onde induit une modification de l’indice de groupe propre au milieu et doit être incluse dans les lois de propagation de la lumière dans le guide.

Cette grandeur s’exprime pour les fibres en ps/(nm.km), traduisant une différence de temps de propagation entre deux fréquences (en ps) pour 1nm d’écart en longueur d’onde et pour 1km de propagation. Dans une fibre unimodale standard de type SMF-28, la dispersion chromatique à 1,55µm est de l’ordre de 16,5ps/(nm.km) et nulle autour de 1,3µm d’après la norme ITU-T G.652.

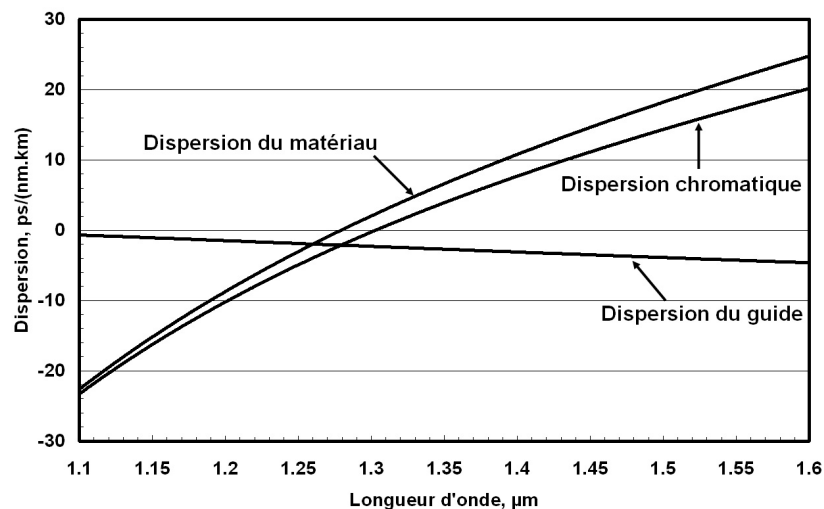


Figure I-13 : Evolution de la dispersion chromatique d’une fibre unimodale standard.

IV.3.1.a.i 1^{ère} écriture

Avant de déterminer l’expression de la dispersion chromatique, définissons quelques termes.

Soit N l’indice de groupe d’un mode donné :

$$N = \frac{c}{V_g} \quad [\text{I-8}]$$

avec : c la vitesse de la lumière et V_g la vitesse de groupe du mode associé

Soit n_e l’indice effectif de ce mode à une longueur d’onde donnée :

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad [\text{I-9}]$$

avec β la constante de propagation et k_0 le vecteur d’onde associé

De $N = c \frac{d\beta}{d\omega}$ et $\beta = k_0 n_e$ on aboutit à $N = n_e + k_0 \frac{dn_e}{dk_0}$.

Pour une longueur L de fibre, le temps de groupe t_g est donné par :

$$t_g = L \frac{d\beta}{d(2\pi f)} = -\frac{\lambda^2 L}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad [\text{I-10}]$$

L’allongement temporel τ vaut :

$$\tau = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad [\text{I-11}]$$

avec $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de l’impulsion

La dispersion chromatique est alors définie par la relation :

$$D_{ch} = \frac{\tau}{L\Delta\lambda} = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta'' = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad [\text{I-12}]$$

IV.3.1.a.ii 2nd écriture

La dispersion chromatique est aussi définie comme étant la somme de deux types de dispersion (Eq. [I-7]) à condition de négliger la contribution croisée des deux dérivées premières par rapport à l’indice de réfraction n et à la fréquence V .

La dispersion du matériau s’écrit alors (cf. [I-5] pour le calcul complet) :

$$D_{\text{mat.}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad [\text{I-13}]$$

avec n_1 l’indice du cœur de la fibre (proche de n_e)

La dispersion du guide s’écrit (cf. [I-5] pour le calcul complet) :

$$D_{\text{guide}} = \frac{\tau_{\text{guide}}}{\Delta\lambda L} = -\frac{n_1 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad [\text{I-14}]$$

avec : b la constante de propagation normalisée, V la fréquence spatiale normalisée et

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \quad \text{la différence d’indice relative}$$

Finalement la dispersion chromatique s’exprime sous la forme suivante d’après l’équation [I-7] :

$$D_{\text{ch}} = -\frac{n_1 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad [\text{I-15}]$$

Les deux expressions ci-dessus (Eqs. [I-12] et [I-15]) permettent d’évaluer la D_{ch} correspondante **à la présence d’un mode unique**. Avec ces expressions, la dispersion chromatique d’une fibre multimode n’a pas de sens. Or dans la plupart des cas, une fibre à deux cœurs concentriques n’est pas unimodale aux longueurs d’onde de travail. Pour contourner ce problème, nous verrons dans le chapitre suivant, que nous avons défini et exprimé d’une nouvelle façon la dispersion chromatique d’un module incluant une telle fibre à deux cœurs concentriques en travaillant sur la notion de retard de phase.

IV.3.1.a.iii La pente de dispersion chromatique

Sachant que les systèmes du WDM travaillent sur toute une bande de longueur d’onde, il est primordial de connaître l’évolution de la dispersion chromatique sur tout le spectre. C’est pourquoi une caractéristique importante pour ces réseaux est la valeur de la pente de dispersion chromatique. Elle est exprimée en ps/(nm².km). Nous verrons par la suite que de gros efforts de conception sont mis en œuvre pour gérer ce phénomène de plus en plus critique avec la montée en débit.

IV.3.1.b La dispersion modale de polarisation (PMD)

Les paramètres opto-géométriques d’une fibre dite idéale sont à symétrie de révolution dans une section droite. Cependant en réalité, des imperfections de fabrication ou des contraintes mécaniques conduisent à briser cette symétrie. Par conséquent, le cœur central peut alors présenter une légère ovalisation qui va entraîner des contraintes radiales différentielles engendrant ce qu’on appelle une biréfringence. Dans ce cas là, la dégénérescence entre les modes électromagnétiques est levée. Donc pour le mode fondamental LP₀₁ d’une fibre anisotrope, les deux modes électromagnétiques HE₁₁^x et HE₁₁^y qui le composent voyagent à des vitesses de phase différentes (donc $n_e^x \neq n_e^y$) et donnent lieu à un élargissement de l’impulsion.

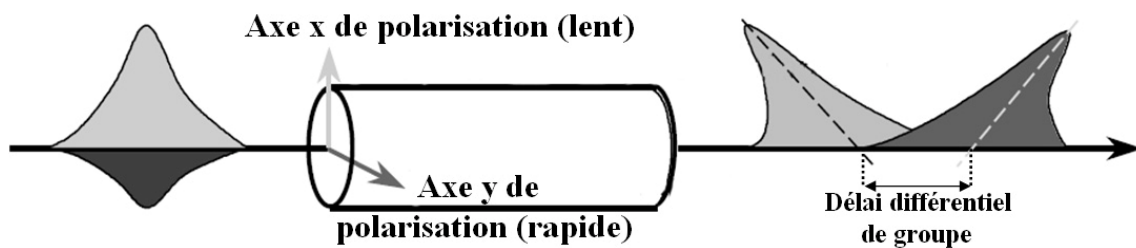


Figure I-14 : Illustration de la dispersion intermodale.

La biréfringence traduit cette différence d’indice effectif et s’écrit :

$$B = |n_e^x - n_e^y| \tag{I-16}$$

La longueur de battement entre ces deux modes électromagnétiques notée L_B correspondant à la distance de propagation entre deux accords de phase de ces modes, est déduite de la biréfringence :

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad [\text{I-17}]$$

La biréfringence renseigne donc sur la capacité d’une fibre à maintenir un état de polarisation injecté mais elle est aussi à l’origine de la dispersion modale de polarisation appelée communément PMD (pour Polarization Mode Dispersion). En effet, l’existence de deux modes de polarisation (pour le LP₀₁) entraîne une dispersion de type intermodal exprimée en ps/km^{1/2} et définie par :

$$\text{PMD} = -\frac{1}{c} \left(\lambda \frac{dB}{d\lambda} - B \right) \quad [\text{I-18}]$$

Il faut noter que cette dispersion est aléatoire dans le temps et l’espace puisque les contraintes accidentelles locales vont dépendre des vibrations, de la température, du vieillissement ... donnant naissance à une biréfringence locale dont les axes et les amplitudes varient dans le temps. C’est pourquoi la biréfringence locale est traitée de façon statistique. De plus, il existe entre les deux polarisations un effet de couplage analogue au couplage des modes entraînant la non conservation d’un état initial de polarisation pour un mode donné au cours de la propagation (hormis fibres spéciales dites à maintien de polarisation). La valeur de cette dispersion est faible, mais pas forcément négligeable devant la dispersion chromatique. Pour les fibres modernes standard, la PMD est typiquement de l’ordre de 0,05ps/km^{1/2}.

IV.3.1.c L’aire effective

La notion d’aire effective notée A_{eff} (ou surface effective) d’une fibre s’introduit lors de l’évaluation des effets non linéaires notamment ceux dus à l’effet de réfraction non linéaire (effet Kerr optique) résultant de la susceptibilité non linéaire d’ordre trois. Le développement du calcul est disponible dans **[I-6]** et aboutit aux relations suivantes :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint |E_o|^2 ds \right]^2}{\iint |E_o|^4 ds} \quad [\text{I-19}]$$

L’aire effective est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal, c’est à dire à partir de la distribution E_o. C’est donc une fonction du diamètre du cœur et du contraste d’indice (ou encore du profil d’indice de réfraction si celui-ci est plus compliqué qu’un simple saut d’indice). Pour avoir un ordre de grandeur de cette surface apparente, on peut s’intéresser

au cas où le mode présente une répartition transverse gaussienne de rayon de champ de mode w_0 soit :

$$E_o = E_{\max} \exp\left(-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right) \quad [\text{I-20}]$$

L'évaluation de l'aire effective donne :

$$A_{\text{eff}} = \pi w_0^2 \quad [\text{I-21}]$$

Les valeurs typiques pour des fibres unimodales, par exemple pour la SMF-28, sont de l'ordre de $85\mu\text{m}^2$ à $1,55\mu\text{m}$. Mais attention car les valeurs dépendent du type de fibre.

Une autre relation importante qui se déduit de l' A_{eff} est le coefficient non linéaire noté γ et définit par :

$$\gamma = k_o n_2 \frac{1}{A_{\text{eff}}} \quad [\text{I-22}]$$

avec $n_2=3,2 \cdot 10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$ pour la silice et k_0 le vecteur d'onde

Il s'exprime en $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et il caractérise entièrement les propriétés non linéaires d'une fibre, une fois la longueur d'onde fixée. Par conséquent, pour limiter la génération des effets non linéaires néfastes à la transmission d'information, il sera donc nécessaire d'obtenir des fortes valeurs d' A_{eff} .

IV.3.1.d Les effets non linéaires

La plupart des systèmes de télécommunication sur fibre (à l'exception des systèmes à soliton) sont conçus dans l'hypothèse d'une transmission linéaire et les effets non linéaires sont alors des effets parasites qui en dégradent les performances. Ces effets peuvent être observés pour des puissances relativement faibles (quelques milliWatts) dans les fibres optiques, pour deux raisons :

- la très faible section du cœur de la fibre (notion d' A_{eff}), d'où des densités de puissance importantes.

- la grande longueur d'interaction, puisque la lumière y est guidée avec peu de pertes sur de longues distances.

C'est pourquoi, on trouve principalement ces effets dans les fibres unimodales entraînant une dégradation du signal transmis avec l'augmentation des puissances. Nous allons essayer en quelques pages de donner une approche explicative et quantitative de ces effets.

IV.3.1.d.i Les différentes manifestations de l'effet Kerr optique

Une polarisation \vec{P} est directement créée par un champ électrique \vec{E} d'après :

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{[I-23]}$$

avec : ϵ_0 la permittivité du vide et χ la susceptibilité

d'où il vient une induction électrique défini par :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} \quad \text{[I-24]}$$

La relation [I-23] montre bien la proportionnalité du champ électrique \vec{E} avec \vec{P} en régime linéaire c'est à dire pour de faibles valeurs du champ \vec{E} .

Quand le champ \vec{E} devient trop élevé, cette relation [I-23] de proportionnalité n'a plus de sens. En effet, le moment dipolaire que prend un atome dans un champ électrique résulte de la force de Coulomb exercée par ce champ sur le nuage électronique et de la force de rappel exercée par le noyau positivement chargé. A cause de la distribution de charge non uniforme dans le nuage électronique, cette force de rappel n'est pas strictement proportionnelle au déplacement du nuage électronique et la loi de polarisation n'est pas strictement linéaire mais varie selon :

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots] \quad \text{[I-25]}$$

On peut remarquer que pour un matériau isotrope ou centro symétrique (cas de la silice du fait de la symétrie de la molécule) $\chi^{(2)} = 0$ en théorie. $\chi^{(3)}$ est lui associé à une variation de l'indice telle que :

$$\delta n = \tilde{n}_2 |E|^2 = n_2 \frac{dP}{ds} \quad [I-26]$$

Cette équation traduit une légère augmentation de l'indice de réfraction avec l'élévation de la puissance optique, c'est ce qu'on appelle l'effet Kerr Optique :

$$n = n_{\text{linéaire}} + \delta n \quad [I-27]$$

Intéressons nous maintenant aux différentes manifestations physiques de l'effet Kerr en se focalisant sur le contexte du WDM. Les équations théoriques seront brièvement abordées. Pour des compléments d'informations théoriques, le lecteur pourra se reporter à [I-7].

(a) *L'automodulation de phase (SPM)*

Une seule onde est mise en jeu ici d'où le nom d'automodulation de phase (ou Self Phase Modulation en anglais). Pour décrire ce phénomène, il faut partir de l'équation de Schrödinger non linéaire pour les fibres. Si $u(t,0)$ désigne l'enveloppe complexe du champ à l'entrée de la fibre, celle du signal obtenu après propagation sur une longueur L de fibre est (dans le cas où la dispersion chromatique est négligeable) :

$$u(t, L) = u(t,0) \cdot \exp\left(-\frac{\alpha L}{2} + j\phi_{\text{SPM}}(t, L)\right) \quad [I-28]$$

$$\text{avec } \phi_{\text{SPM}}(t, L) = |u(t,0)|^2 \gamma \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad [I-29]$$

où α est l'affaiblissement de la fibre par unité de longueur, γ le coefficient non linéaire et $\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}$ notée aussi L_{eff} la longueur effective (proche de la longueur réelle si αL est assez

petit). Une autre notation utilisée concerne la longueur non linéaire notée L_{NL} , définie par

$$L_{\text{NL}} = \frac{1}{\gamma P_0} \text{ avec } P_0 \text{ la puissance crête de l'impulsion envoyée dans la fibre.}$$

La propagation se traduit donc par un pur terme de phase proportionnel à la puissance instantanée du signal : on est en présence d'une modulation de phase sans qu'il y ait déformation de la forme générale de l'enveloppe temporelle donc du signal. On peut parler aussi de modulation de fréquence et on écrit alors :

$$\delta\omega(\tau) = -\frac{\partial\phi_{\text{SPM}}}{\partial\tau} = -\frac{\partial|U(o,\tau)|^2}{\partial\tau} \frac{L_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} \quad [\text{I-30}]$$

Cette équation traduit le fait qu'il y a un élargissement du spectre des impulsions :

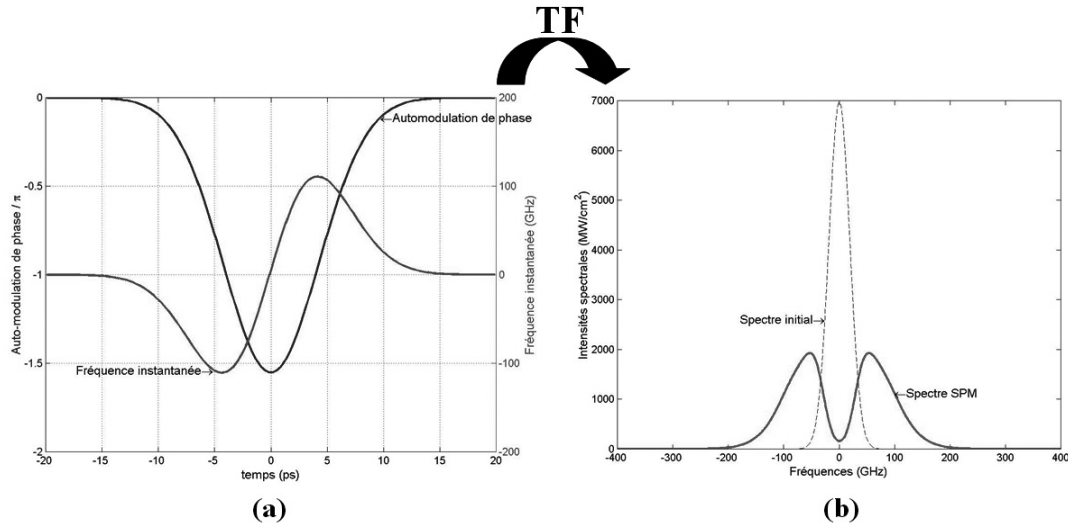


Figure I-15 : (a) Automodulation de phase temporelle et fréquence instantanée et (b) sa transformée de Fourier (TF) donnant le spectre d'automodulation de phase.

Dans le contexte du WDM cet effet peut alors créer de la diaphonie entre les canaux (ou cross-talk), comme l'illustre la **figure 1-16** et donc détériorer le signal :

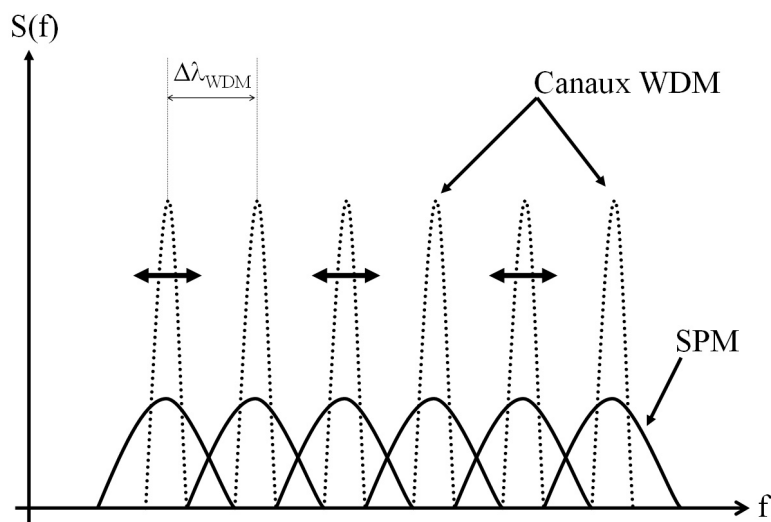


Figure I-16 : Influence néfaste de l'automodulation de phase dans le contexte du WDM.

Une autre écriture de la phase non linéaire due au SPM conduit à la valeur maximale, donnée par l’équation [I-31].

$$|\phi_{\text{SPM}}^{\text{max}}(t)| \approx \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{P_{\text{ch}}}{B\Delta t} L_{\text{eff}} \quad [\text{I-31}]$$

avec $\begin{cases} B : \text{ bande passante} \\ \Delta t : \text{ durée de l'impulsion} \\ P_{\text{ch}} : \text{ puissance d'un canal} \end{cases}$

Donc pour limiter cet effet non linéaire, il faut que $|\phi_{\text{SPM}}^{\text{max}}(t)| \ll 1$, ce qui implique :

$$P_{\text{ch}} \ll \frac{\lambda A_{\text{eff}} B \Delta t}{2\pi n_2 L_{\text{eff}}} \quad [\text{I-32}]$$

L’application numérique donne pour une liaison utilisant une fibre du type SMF-28 :

Δt	λ	B	A_{eff}	L_{eff}	n_2	P_{ch}
10ps	1,55 μm	10Gbit/s	85 μm^2	20km (car $\alpha=0,2\text{dB/km}$)	3,210 ⁻¹⁶ cm ² .W ⁻¹	3,3mW

Tableau I-3 : Application numérique relatif au SPM.

Pour contrôler le SPM, la puissance par canal devra être réduite : $P_{\text{ch}} \ll 3,3\text{mW}$.

Il nous faut maintenant nous intéresser à la combinaison des effets linéaires et non linéaires, dans l’hypothèse où aucun des deux ne peut être négligés. Nous venons de voir que l’automodulation de phase se traduit par une modulation de fréquence parasite responsable d’une augmentation (resp. diminution) de la fréquence instantanée à l’avant (resp. l’arrière) de l’impulsion. Si on inclut le phénomène de la dispersion chromatique, deux cas sont alors à différencier :

- Si la dispersion est normale (β'' positif), la tête de l’impulsion se propage encore plus rapidement tandis que l’arrière se propage encore plus lentement. La conjugaison de l’effet Kerr et de la dispersion chromatique aggrave donc l’élargissement de l’impulsion.

▪ Si la dispersion est anormale (β'' négatif), on a la conséquence inverse, à savoir que l'élargissement spectral provoque un rétrécissement temporel. Il est alors possible de retrouver une situation d'équilibre puisque les deux phénomènes agissent de façon opposée. On parle alors d'une propagation de soliton. Ce phénomène n'apparaît que pour des puissances d'injection suffisamment importantes (qqqs dizaines de mW) comme l'illustre la **figure I-17** :

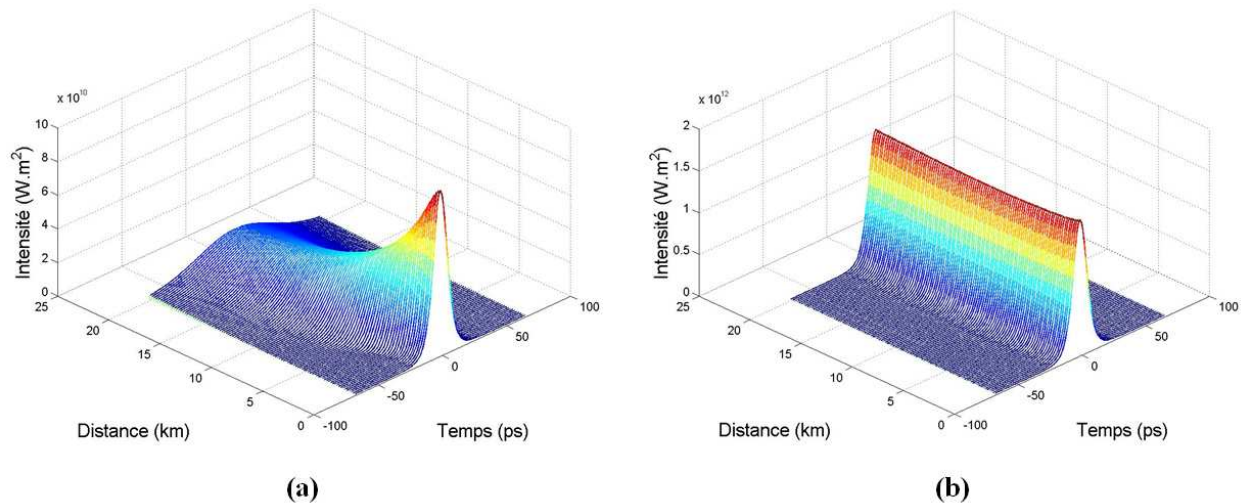


Figure I-17 : Propagation d’une impulsion en fonction de la puissance d’injection P_0 dans une fibre sans perte du type SMF-28 : (a) $P_0 < 2\text{mW}$, (b) $P_0 = 16\text{mW}$.

Ainsi, pour des puissances d'injection inférieures à quelques milliWatts, les effets non linéaires n'apparaissent pas et seule la dispersion chromatique est présente produisant l'étalement temporel classique de l'impulsion. Lorsque les puissances atteignent quelques dizaines de milliWatts, les deux phénomènes linéaire et non linéaire cohabitent et peuvent se compenser pour donner un auto-confinement temporel (propagation soliton, **figure I-17(b)**).

(b) La modulation de phase croisée (XPM)

Nous supposons ici la présence de deux ondes quasi monochromatiques voisines (λ_1 et λ_2), et on parle alors de modulation de phase croisée (ou Cross Phase Modulation pour XPM en anglais). La deuxième onde n'intervient que par une modification de l'indice linéaire, proportionnelle à sa puissance. En général la valeur de la dispersion chromatique est non nulle, ce qui implique que les deux ondes ne voyagent pas à la même vitesse et l'interaction reste limitée en z et en t (cf. **figure I-18**). L'effet global est de décaler dans le temps les

impulsions véhiculées par les deux ondes. Ce phénomène de "gigue" peut arriver dans les systèmes de transmission numérique sur plusieurs longueurs d'onde en se disant par exemple que les canaux à λ_1 et à λ_2 interagissent entre eux.

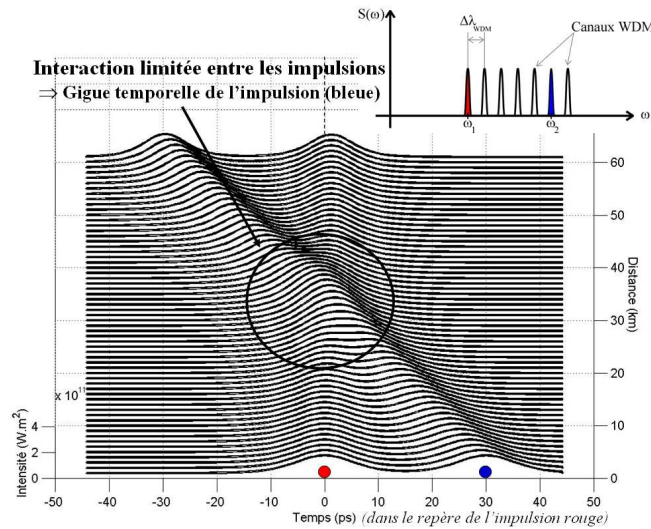


Figure I-18 : Illustration en 3D de la modulation de phase croisée.

De la même façon qu'au paragraphe précédent, nous pouvons trouver une valeur maximale de la phase amenée par le XPM :

$$|\phi_{XPM}^{\max}(t)| \approx \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{(2N-1)}{A_{\text{eff}}} P_{\text{ch}} L_{\text{eff}} \quad [\text{I-33}]$$

avec N représentant le nombre de canaux

Pour limiter cet effet non linéaire, il faut que $|\phi_{XPM}^{\max}(t)| \ll 1$, ce qui implique :

$$P_{\text{ch}} \ll \frac{\lambda A_{\text{eff}}}{2\pi n_2 (2N-1) L_{\text{eff}}} \quad [\text{I-34}]$$

L'application numérique donne pour une liaison utilisant une fibre du type SMF-28 :

λ	A_{eff}	L_{eff}	n_2	N	P_{ch}
1,55 μm	85 μm^2	20km	3,210 $\cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$	100	0,16mW

Tableau I-4 : Application numérique concernant le XPM.

La solution à apporter pour limiter l'influence du XPM passe par la réduction de la puissance par canal, puissance très faible de l'ordre du dixième de milliWatts.

(c) *Le mélange à quatre ondes (FWM)*

Supposons une onde d'enveloppe C_1 qui interagisse avec trois ondes différentes d'enveloppe C_2 , C_3 et C_4 . Pour avoir conservation des phases, il faut : $\phi_1 = -\phi_2 + \phi_3 + \phi_4$, ce qui implique :

$$\begin{cases} \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \text{ (conservation de l'énergie)} \\ \beta_1 + \beta_2 = \beta_3 + \beta_4 \text{ (conservation de la quantité de mouvement)} \end{cases} \quad \text{[I-35]}$$

Le phénomène physique s'explique comme étant la recombinaison de deux photons de fréquences ω_1 et ω_2 donnant naissance à deux photons de fréquences ω_3 et ω_4 ; la "réaction" inverse $\omega_3 + \omega_4 \rightarrow \omega_1 + \omega_2$ est également possible.

Il est à noter que l'on peut trouver une autre forme d'interprétation physique au FWM (pour Four Wave Mixing) en disant que l'on a essentiellement un effet non linéaire d'ordre 3 ($\chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}$) qui va créer des produits d'inter-modulation de type $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3$. Ce "mélange à quatre photons" consiste donc à mélanger deux photons à la fréquence ω_1 et ω_2 avec un photon à la fréquence ω_3 pour obtenir un quatrième photon à la fréquence ω_4 . Il est à noter qu'il existe aussi le phénomène du mélange à quatre ondes dégénéré ou mélange à trois ondes qui n'est qu'un cas particulier des interactions à quatre ondes (cf. **figure II-19**) :

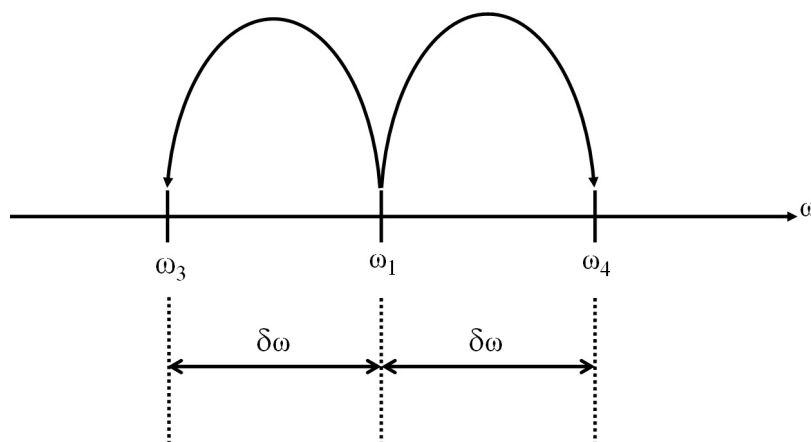


Figure I-19 : Mélange à quatre ondes dégénéré.

Toutefois, pour une onde particulière d'enveloppe C_1 , il faudra distinguer deux cas, selon qu'il s'agit de l'onde pompe qui se scinde en deux ondes distinctes ($2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$), ou de l'une des ondes "filles" ($\omega_1 = 2\omega_3 - \omega_4$).

Le mélange à quatre ondes peut avoir un effet nuisible dans les systèmes multicanaux, en provoquant une diaphonie entre les canaux lorsque ceux-ci transportent trop de puissance et ont des fréquences trop proches les unes des autres :

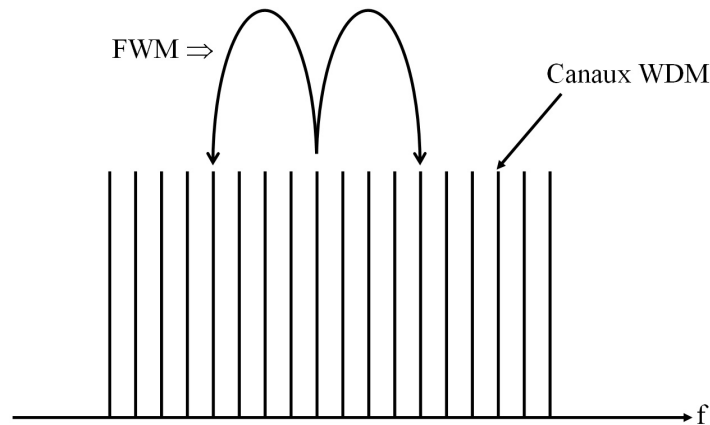


Figure I-20 : Mélange à quatre ondes dans le contexte WDM.

Dans le cas de l'utilisation d'une fibre unimodale ayant une dispersion chromatique voisine de zéro (autour de 1300nm pour une SMF-28), ce phénomène prend naissance mais n'existera que sur la longueur durant laquelle les deux impulsions se chevauchent, longueur définie par l'équation [I-36].

$$z_{\text{eff}} = \frac{2T}{D_{\text{ch}} \delta\lambda} \quad [\text{I-36}]$$

avec $\begin{cases} T : \text{durée des impulsions} \\ \delta\lambda : \text{espacement entre canaux} \end{cases}$

Cette distance d'interaction sera d'autant plus faible que l'espacement en fréquence ou la dispersion chromatique seront grands. Pour limiter le FWM, il faudra donc réduire la puissance par canal, ne pas travailler près du zéro de dispersion ou encore utiliser des canaux WDM non équidistants.

IV.3.1.d.ii Les effets Raman et Brillouin

L'étude de ces effets étant complexe, nous n'en présenterons que les conséquences principales.

(a) L'effet Raman

C'est le plus connu des effets non linéaires. Il s'agit d'une interaction "photon-phonon", c'est à dire d'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau. Ici on parle de phonons optiques qui correspondent à des vibrations internes aux édifices moléculaires dont le milieu est constitué.

L'effet le plus probable est la fusion d'un photon "pompe" (ω_1, β_1) en un autre photon (ω_2, β_2) et un phonon optique (ω_{ph}, β_{ph}). On parle alors de diffusion Raman spontanée. La loi de dispersion de ces phonons fait que l'accord des β est automatiquement réalisé permettant d'écrire :

$$\omega_2 = \omega_1 - \omega_{ph} = \omega_1 - \omega_R \quad [I-37]$$

Un décalage vers une fréquence basse, c'est à dire vers une longueur d'onde plus élevée dite longueur d'onde stokes se produit. Le décalage en fréquence ω_R correspond à environ 13THz pour la silice.

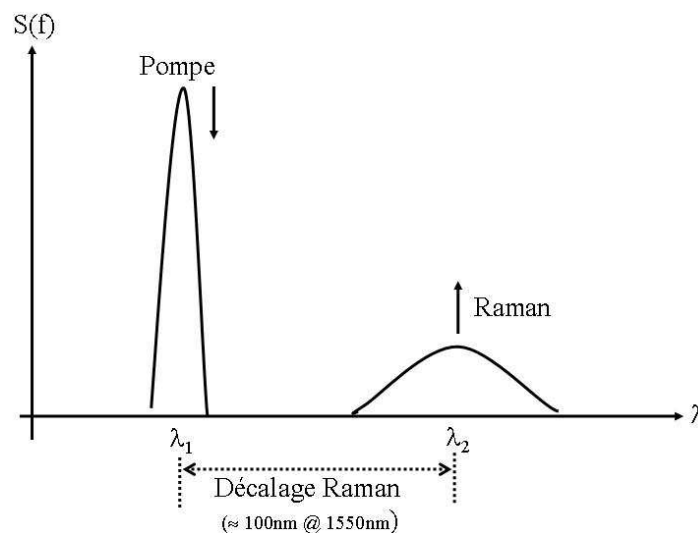


Figure I-21 : Illustration de la diffusion Raman spontanée.

Parallèlement, l'absorption d'une vibration a lieu et se traduit par un décalage vers une longueur d'onde plus basse dite longueur d'onde anti-stokes :

$$\omega_2' = \omega_1 + \omega_{ph} = \omega_1 + \omega_R \quad [I-38]$$

Il est à noter que l'onde anti-stokes est plus faible que l'onde stokes, qui du fait de l'agitation thermique créant les phonons, augmente rapidement avec la température T.

Il nous faut faire la distinction entre la diffusion de Raman spontanée et la diffusion de Raman stimulée (SRS pour Stimulated Raman Scattering). Pour observer ce dernier phénomène malgré la faible valeur du "gain Raman" G_R dans la silice, il faut :

- une forte densité de puissance $I_o = P_P/A_{eff}$ de l'onde pompe (donc avec une très faible section de guidage A_{eff})
- une grande longueur d'interaction L_{eff} (donc l'utilisation d'un grand tronçon de fibre)
- une faible atténuation α .

Ces conditions seront remplies si en sortie la puissance de l'onde pompe est égale à la puissance du signal (notion de puissance seuil de pompe). Une estimation de cette "puissance seuil de pompe" est donnée par :

$$P_{seuil} = \frac{16 \alpha}{|G_R|} A_{eff} \quad [I-39]$$

La diffusion Raman spontanée à un seuil d'apparition relativement élevé ($\approx 500\text{mW}$ pour un canal unique) et on peut la considérer négligeable, c'est surtout la diffusion stimulée qu'il faut contrôler pour les applications WDM à cause d'éventuels problèmes de diaphonie. La solution sera de réduire fortement la puissance de chaque canal.

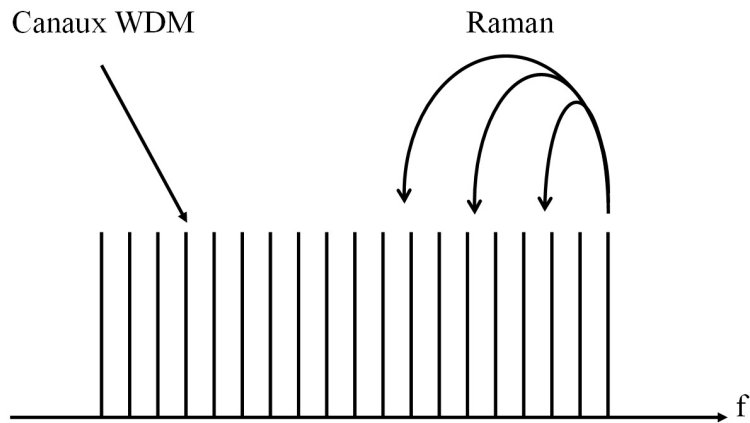


Figure I-22 : Diffusion Raman dans le contexte WDM.

(b) L'effet Brillouin

La diffusion Brillouin est de même nature que la diffusion Raman, mais l'interaction se fait avec des "phonons acoustiques" qui correspondent aux ondes sonores dans le milieu.

La disparité entre la vitesse de la lumière et la vitesse du son (rapport $\approx 5.10^4$) fait qu'un accord de phase n'est possible que si les deux photons vont en sens inverse (effet de rétrodiffusion) et si le décalage en fréquence des deux photons est très faible (environ 11GHz). On a alors :

$$\omega_2 = \omega_1 - \omega_{ph} \quad [I-40]$$

La diffusion Brillouin spontanée prend effet pour de faibles puissances, autour de 2 à 3mW. Il faut noter, que si la largeur spectrale du signal dépasse la largeur de bande du Brillouin (soit 50MHz ce qui est plutôt aisé) à atteindre alors le seuil d'apparition du Brillouin sera repoussé à 100mW.

De la même façon que pour l'effet Raman, à forte puissance pompe, la diffusion Brillouin devient stimulée : il y a apparition d'un spectre de raies et celles-ci sont amplifiées avec un "gain Brillouin" G_B beaucoup plus élevé que le gain Raman (facteur 500). Le seuil de puissance pompe où apparaît le phénomène a été estimé par :

$$P_{seuil} = \frac{21\alpha}{|G_B|} A_{eff} \quad [I-41]$$

IV.3.1.d.iii Bilan des impacts dans le contexte WDM

Nous venons de constater que l'apparition des effets non linéaires est directement liée à la valeur de l'aire effective ainsi qu'à la puissance envoyée sur chaque canal. De plus, la valeur de la dispersion chromatique est apparue aussi comme un facteur important à prendre en compte. Dans la littérature un grand nombre d'articles traduit ces dépendances. Ainsi, l'expérience [I-8] montre que pour une D_{ch} inférieure à 6ps/(nm.km) les erreurs sont dues essentiellement au phénomène du mélange à quatre ondes alors que pour des D_{ch} supérieures à 12ps/(nm.km), ce sont surtout les effets non linéaires XPM et SPM qui dégradent la qualité de la transmission. Cela est en concordance avec nos remarques précédentes puisque pour réduire le FWM, il suffit d'éviter que les trois canaux qui génèrent l'onde parasite, se propagent à la même vitesse, c'est à dire que la dispersion chromatique de la fibre soit non-nulle. En revanche, dans le cas de la modulation de phase parasite générée par effet Kerr, il est préférable de réduire la dispersion chromatique cumulée le long de la liaison afin d'éviter la distorsion des impulsions. C'est pourquoi, les auteurs de l'article préconisent de prendre une valeur de dispersion chromatique à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ pour la fibre de ligne fonctionnant dans les conditions de leur expérience, de 8 à 12ps/(nm.km). De plus, ils montrent que plus la valeur de la dispersion chromatique est importante et plus l'injection de puissance en entrée peut croître sans que le signal en soit trop pénalisé. L'expérience porte sur une section de 80km et rapporte que pour se prévenir d'une puissance de pénalité supérieure à 0dB il ne faut pas dépasser 6dBm/voie en entrée lorsque la dispersion chromatique est comprise entre 8 et 12ps/(nm.km), l'aire effective étant égale à $65\mu\text{m}^2$.

Dans la littérature [I-9] un bilan d'impact des effets non linéaires pour l'application WDM est disponible et donne les puissances moyennes maximales permises par canal (cf. **figure I-23**).

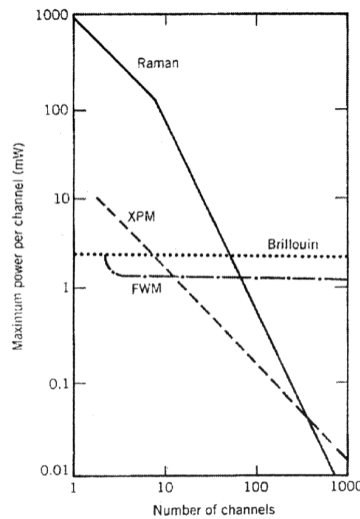


Figure I-23 : Bilan de l'impact des effets non linéaires dans le contexte WDM.

Un autre point à prendre en compte concerne la politique menée par les opérateurs de réseau. En effet aujourd'hui, c'est la course à la capacité qui prévaut. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe IV.2.2.b, pour augmenter la capacité d'un câble de transmission, une des possibilités est d'augmenter le nombre de longueur d'onde par fibre. Or si nous voulons conserver une même bande de longueur d'onde sans en changer les bornes (exemple bande C), cela passe par une réduction de l'espacement entre canaux noté $\Delta\lambda$ (technique DWDM). Dans ce cas, un problème apparaît puisque la différence des vitesses de groupe aux diverses longueurs d'ondes est proportionnelle à cet écart $\Delta\lambda$. En effet nous avons d'après la relation

$$\text{suivante : } \partial \left[\frac{1}{v_g} \right] = \beta'' \partial \omega \Rightarrow -\frac{\Delta v_g}{v_g^2} = -\frac{2\pi c n}{\lambda^2} \beta'' \Delta \lambda, \text{ que :}$$

$$\Delta v_g = \frac{2\pi}{\lambda^2} c n v_g^2 \beta'' \Delta \lambda \quad [\text{I-42}]$$

Donc, plus l'espacement $\Delta\lambda$ sera faible, plus les vitesses de groupes seront proches et plus la longueur sur laquelle les impulsions se chevaucheront sera importante générant des effets non linéaires pénalisant pour la qualité du signal. C'est pourquoi, dans l'article [I-10], l'augmentation du nombre des voies a pour conséquence une amplification des effets FWM et SRS limitant les distances sur lesquelles le signal peut parcourir sans subir de trop fortes dégradations.

IV.3.2 La fibre idéale pour le haut débit

Avec la montée en débit, les fibres optiques qui composent les nouveaux et futurs réseaux optiques doivent présenter les qualités suivantes : accepter le plus de canaux optiques possibles (espacements serrés), accepter la montée en débit et la croissance par canal ainsi que l'utilisation de puissances optiques fortes. Pour répondre à ces exigences, la fibre doit posséder :

- Une surface effective de mode large (pour réduire les effets non linéaires)
- Un coefficient de D_{ch} élevé (pour réduire les effets non linéaires du type mélange à quatre ondes) mais assez faible aussi (pour réduire l'étalement temporel) \Rightarrow compromis à trouver
- Peu de variation de la D_{ch} dans la gamme de longueur d'onde utilisée (pente de D_{ch} faible)
- Valeur de la PMD et de l'atténuation minimale (pour le débit et l'espacement des amplificateurs et régénérateurs)
- Un coût faible

Cette liste met en évidence les enjeux du haut débit qui se portent surtout sur trois grandeurs : la surface effective, la valeur de la D_{ch} ainsi que sa pente, valeurs entre lesquelles des compromis devront être trouvés. C'est pourquoi, au cours des différents chapitres du manuscrit, nous mettrons ces valeurs au cœur de nos études.

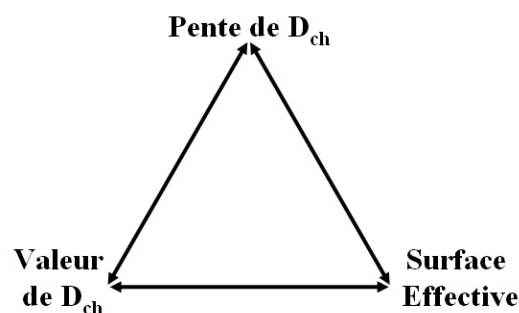


Figure I-24 : Exigences requises pour les fibres du haut débit.

IV.3.3 Les diverses familles de fibres

Depuis les années 80, de nombreuses fibres ont été développées et conçues pour répondre aux besoins de capacités des lignes de transmissions optiques. Ces fibres sont classées selon la norme internationale ITU-T. Les fibres de ligne qui sont mises en avant pour le WDM sont soit celles déjà installées du type G.652 (regroupant les fibres unimodales ayant une D_{ch} nulle au voisinage de 1300nm) soit celles plus récemment développées du type G.655 (regroupant les fibres unimodales à dispersion décalée non nulle ou NZ-DSF pour Non-Zero Dispersion-Shifted-Fiber).

Type de fibre	D_{ch}	Pente de D_{ch}	Aire Effective
NZ-DSF	en ps/(nm.km)	en ps/(nm ² .km)	en μm^2
NZ-DSF -type 1	2,6	0,067	NC
- type 2	3,5	0,067	
PureGuide (Sumitomo)	8	0,06	65
TeraLight (Alcatel)	8	0,06	65
FreeLight (Pirelli)	NC	NC	NC
TrueWave (OFS)	4,5	0,045	NC
(pente réduite)			
Leaf (Corning)	4,2	0,085	72
(aire effective importante)			
NZ-DSF avec aire effective	4	0,06	100
Importante [I-11]			
NZ-DSF avec aire effective	2,4	0,05	93
Importante [I-12]			
<hr/>			
<i>Fibre du type G.652</i>	16-17	0,058	85
SMF-28 [I-8], [I-13], [I-14]			

Tableau I-5 : Caractéristiques des fibres NZ-DSF (ajout de la fibre SMF-28 pour comparaison).

En effet, pour répondre aux nouvelles exigences des systèmes du WDM, différents fabricants de fibres ont proposé la nouvelle génération G.655, chacun d'eux déposant une marque de

fibre particulière dont les caractéristiques sont conformes à la recommandation mais avec des tolérances larges autour des valeurs nominales assez peu figées. Le **tableau I-5** fait un tour d’horizon de ces différentes fibres avec leurs caractéristiques. Il indique une réduction d’un facteur deux à 1550nm sur la valeur de la D_{ch} de la fibre TeraLigth d’Alcatel en comparaison avec la SMF-28 alors que leurs pentes sont restées quasi identiques, ce que confirme le graphique ci-dessous :

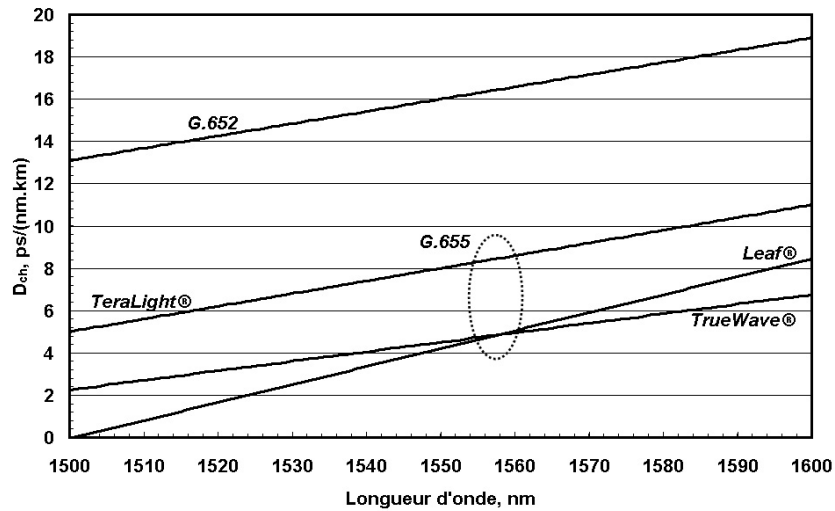


Figure I-25 : Dispersion chromatique des fibres de ligne du type G.652 et G.655.

Par contre, il faut aussi savoir que les profils d’indice de réfraction de ces nouvelles fibres NZ-DSF sont généralement plus complexes que ceux de fibres unimodales du type G.652 :

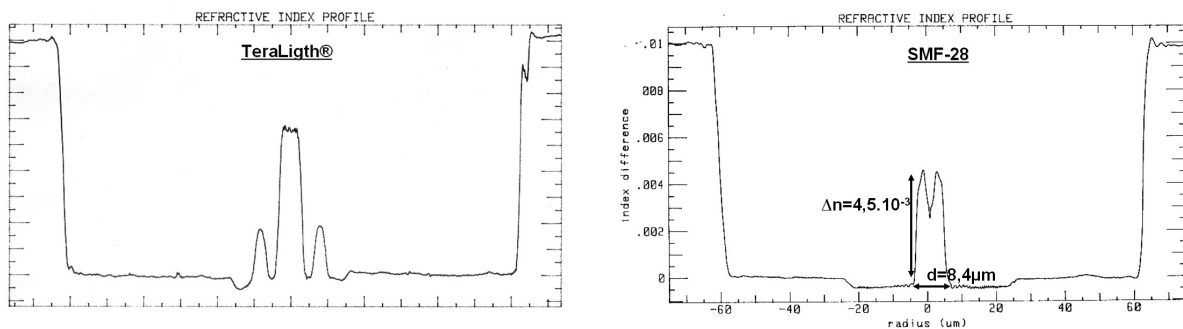


Figure I-26 : Profils d’indice de réfraction d’une fibre G.655 (TeraLigth) et G.652 (SMF-28).

Aujourd’hui, les opérateurs se posent donc la question de savoir s’il est bénéfique de construire des réseaux avec les fibres G.655 au lieu des fibres G.652 ? Mais ce qui est certain dans les deux cas, c’est qu’avec l’augmentation des débits et des distances de transmission, la dispersion chromatique cumulée au cours de la propagation devra être compensée...

IV.4 La compensation de la dispersion chromatique

IV.4.1 Les différentes solutions

Dans cette partie nous allons chercher dans la littérature quelles sont les principales méthodes qui permettent de compenser la dispersion chromatique afin de dresser un tableau comparatif. Leur fonctionnement ne fera pas l’objet d’études détaillées. Pour plus de détails le lecteur pourra se reporter aux références [I-5] et [I-15] ainsi qu’aux articles qui vont être cités. A la lecture des publications, six manières différentes de compenser la D_{ch} se distinguent avec plus ou moins d’attrait pour les applications du WDM :

Les méthodes de compensation	La mise en oeuvre	Infrastructure existante	La compensation / aspect WDM
Réseau de Bragg Photoinscrit (chirpé ou à pas variable)	Simple mais problème de la dérive en température	utilisable	Compenser 1 λ [I-16] [I-17] [I-18] Compenser plusieurs λ sur 10nm [I-19], sur 25nm [I-20], pour le haut débit [I-21]
Tableau cohérent d’image virtuelle (VIPA)	Structure du VIPA complexe	utilisable	Compenser plusieurs λ sur 50nm à 10Gbit/s [I-22], sur bande C et L à 40Gbit/s [I-23]
Conjugaison des phases optiques (OPC)	Convertisseur basé sur un mélangeur à 4 ondes à insérer	utilisable	Compenser 1 λ [I-24] ou plusieurs sur 12nm à 40Gbit/s [I-25]
Effet non linéaire de type Soliton	Utilisation de sources très énergétiques avec impulsions très brèves	utilisable	Compensation à 20Gbit/s [I-26], 10nm à 10Gbit/s [I-27], 15,6nm à 10Gbit/s sur 9072km [I-28]
Conversion modale (LP ₁₁ ,LP ₀₂)	Convertisseur modal à insérer + bonne connaissance des longueurs de fibres	utilisable	Compenser 1 λ [I-29] ou plusieurs sur 30nm à 40Gbit/s [I-30], sur toute la Bande C [I-31] $\Rightarrow D_{ch} \approx -800\text{ps}/(\text{nm.km})$
Fibre travaillant sur le mode fondamental	Simple mais insertion de la fibre compensatrice (notion d’ A_{eff} importante)	utilisable	Multitudes d’exemples dans la littérature Compenser plusieurs λ : 32 canaux à 40Gbit/s [I-32], 80 canaux à 10Gbit/s [I-33], 149 canaux à 40Gbit/s [I-3]

Tableau I-6 : Comparatif des différentes méthodes de compensation.

A la vue de ce tableau, il ressort que l’insertion d’une fibre compensatrice travaillant sur le mode fondamental permet assez aisément de limiter la D_{ch} des fibres de ligne. Sa simplicité de mise en œuvre et sa bonne résistance aux éléments extérieurs (pas besoin d’asservissement) sont des atouts majeurs. C’est pourquoi aujourd’hui, cette solution est très clairement celle qui est retenue dans les systèmes [I-34]. Il faut aussi remarquer que l’utilisation des autres méthodes peut être couplée à cette dernière de façon à accroître les performances : exemple d’une amélioration de 50% de la transmission grâce à l’ajout en entrée d’une conjugaison de phase optique dans un système 4×40Gbit/s de 4800km [I-35].

IV.4.2 Des exemples d’association fibre de ligne / fibre compensatrice travaillant sur le mode fondamental

Nous allons regarder plus en détail cette technique notée DCF (pour Dispersion Compensating Fiber) qui consiste à introduire dans une liaison un tronçon de fibre produisant une dispersion chromatique de signe opposée à la fibre de ligne (SMF ou NZ-DSF). Etant donné que la dispersion chromatique d’une fibre varie avec la longueur d’onde (variation appelée pente de la D_{ch}), il n’est pas possible de ramener la dispersion chromatique cumulée à zéro périodiquement, simultanément sur toute une bande de plusieurs nanomètres en ajoutant simplement une seule et même valeur négative. Afin de résoudre ce problème, ce nouveau type de fibre appelé DCF [I-36] (ou RDF pour Reverse Dispersion Fiber) est apparu dans la littérature. La caractéristique principale de ces fibres est de présenter une dispersion chromatique **et** une pente de D_{ch} de signe opposé à celui de la fibre de ligne. L’idée est alors de combiner les deux fibres en utilisant le bon rapport de longueur donné par :

$$\kappa = \frac{L_{\text{Fibre de Ligne}}}{L_{\text{DCF}}} = \left| \frac{D_{ch\text{DCF}}}{D_{ch\text{Fibre de Ligne}}} \right| \quad [\text{I-43}]$$

La dispersion chromatique totale (ou cumulée) notée D_{chT} est alors définie par :

$$D_{chT} = D_{ch\text{Fibre de Ligne}} L_{\text{Fibre de Ligne}} + D_{ch\text{DCF}} L_{\text{DCF}} \approx 0 \quad [\text{I-44}]$$

Cette valeur doit être ramenée à zéro (ou autour d’une valeur faiblement positive) avec une variation minimale (appelée aussi D_{ch} résiduelle) en fin de chaque section pour toutes les longueurs d’ondes de la bande étudiée. On comprend bien alors la nécessité d’obtenir une valeur de D_{ch} la plus négative possible pour limiter la longueur de fibre compensatrice à

insérer. La grandeur RDS (pour Relative Dispersion Slope) a alors été introduite pour traduire l’efficacité de la compensation large bande. Elle est calculée généralement à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ et définie par :

$$\text{RDS} = \frac{\text{pente de la dispersion chromatique}}{\text{valeur de la dispersion chromatique}} \quad [\text{I-45}]$$

Pour une bonne compensation il faut respecter le rapport de longueur mais aussi vérifier l’équation suivante :

$$\text{RDS}_{\text{SMF}} = \text{RDS}_{\text{DCF}} \quad [\text{I-46}]$$

De plus, il est nécessaire de limiter les pertes de propagation pour obtenir de fortes figures de mérite (notées FOM) définies à une longueur d’onde par :

$$\text{FOM} = \frac{\text{dispersion chromatique}}{\text{pertes de propagation}} \quad [\text{ps}/(\text{nm}.\text{dB})] \quad [\text{I-47}]$$

Voici un tableau regroupant diverses associations de fibre de ligne (SMF ou NZ-DSF) et de DCF avec leurs paramètres cruciaux :

fibre de ligne			fibre compensatrice de D_{ch}			D_{ch} résiduelle dans la bande C	rapport de longueur κ	référence
D_{ch} [ps/(nm.km)]	pente [ps/(nm ² .km)]	A_{eff} (μm^2)	D_{ch} [ps/(nm.km)]	pente [ps/(nm ² .km)]	A_{eff} (μm^2)			
SMF			RDF			0,08	1,2	[I-37]
16,6	0,058	75	-20	-0,057	24			
SMF-E			RDF-60 # 1			0,03	3,75	[I-14]
16	0,063	100	-60	-0,228	23			
SLA (Super large area fiber)			IDF (Inverse dispersion fiber)			0,05	2	[I-33]
20	0,062	107	-40	-0,124	31			
EE-PDF (Enlarged effective area positive dispersion fiber)			NDF (Negative dispersion fiber)			0,04	1	[I-38]
20	0,06	110	-20	-0,06	30			
P-MDF type 1 (Positive-medial dispersion fiber)			N-MDF (Negative-medial dispersion fiber)			0,03	0,96	[I-39]
13,5	0,068	125	-13	-0,07	35			
TeraLigth™			Reverse TeraLigth®			0,07	2	[I-32]
8	0,058	65	-16	-0,116	25			
TrueWave-RS™			DCF			0,08	30	[I-40]
4,8	0,044		-144	-1,3536	15			
PureGuide™			DCF			4,4	18,1	[I-41]
8	0,06	65	-145	-1,34	15			

Tableau I-7 : Diverses associations permettant de contrôler la D_{ch} ($\lambda=1550\text{nm}$).

Nous constatons qu'une multitude de fibres de ligne et DCF ont été développées dans la littérature. Pour ce qui est des fibres compensatrices, la valeur de leur D_{ch} reste faible, généralement autour de -20 à $-40\text{ps}/(\text{nm.km})$ donnant lieu à des rapports de longueur ne dépassant pas 4 (pour une D_{ch} positive d'une dizaine de $\text{ps}/(\text{nm.km})$). Dans ce cas, les valeurs des aires effectives varient de 24 à $35\mu\text{m}^2$. Certaines DCF présentent des valeurs de D_{ch} plus importantes pouvant atteindre la centaine de $\text{ps}/(\text{nm.km})$. Mais dans ce cas là, l'aire effective s'en trouve diminuée à $15\mu\text{m}^2$. Nous retrouvons les dires du paragraphe IV.3.2 concernant la notion de lien entre les valeurs de D_{ch} , pente et A_{eff} . Il faut noter que les valeurs de dispersion chromatique résiduelle sont très faibles, de l'ordre de quelques centièmes de $\text{ps}/(\text{nm.km})$ sur toute la bande C sous condition que l'égalité des RDS (Eq. [I-46]) soit vérifiée.

IV.4.3 La solution retenue pour l'étude

Parmi les différentes techniques permettant de corriger le phénomène de la dispersion, j'ai opté pour la solution innovante « fibre compensatrice » communément appelée DCF. Dans le but d'accroître les performances des DCF en terme de valeur de D_{ch} , nous allons travailler sur une structure de fibre particulière : une fibre à deux cœurs concentriques.

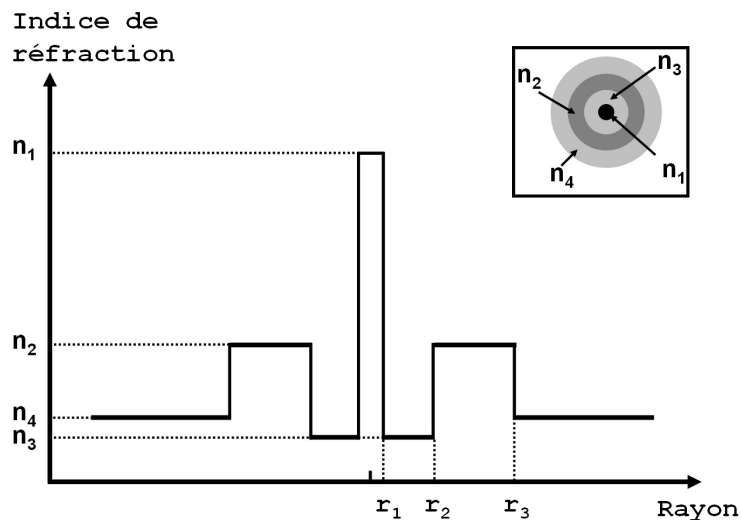


Figure I-27 : Profil d'indice de réfraction idéal d'une fibre à deux cœurs concentriques.

Ces fibres présentent un cœur central étroit fortement dopé au germanium entouré d'un cœur annulaire plus large et moins dopé. Cette forte dissymétrie entre les deux cœurs permet d'obtenir de très fortes valeurs négatives de D_{ch} [I-42] et [I-43]. Une explication rigoureuse du phénomène de dispersion n'a jamais été établie dans la littérature et c'est pourquoi le

chapitre suivant sera consacré à une étude théorique complète du fonctionnement de ces structures. Néanmoins, expérimentalement une valeur de $-1800\text{ps}/(\text{nm.km})$ a été mesurée au laboratoire à la longueur d'onde unique de 1558nm [I-44]. Cette fibre est donc bien adaptée au problème de la compensation dite monocanal (compensation d'une seule longueur d'onde) mais elle ne permet pas une exploitation directe pour l'application large bande compte tenu de la rapidité de son évolution dans la bande C. Il faudra donc rechercher un nouveau profil présentant une variation de dispersion chromatique moins importante afin de travailler sur une pente linéaire de signe opposé à la fibre de ligne tout en espérant garder de fortes valeurs de D_{ch} . Cela correspondra au défi du Chapitre troisième et quatrième.

IV.4.4 Gestion de la dispersion chromatique

Le paragraphe IV.3.3 a indiqué que les fibres NZ-DSF avaient des valeurs de dispersion chromatique réduites en comparaison avec celles des fibres de type SMF-28 de façon à diminuer le nombre de modules compensateurs. Cependant, la valeur de D_{ch} à 1550nm n'a pas été optimisée pour atteindre la valeur nulle. En effet, lorsque la dispersion devient trop faible, l'interaction de plusieurs longueurs d'onde se produit sur des longueurs de fibres plus étendues et crée des effets non linéaires (dus principalement au mélange à quatre ondes). De plus, l'impact de ces effets non linéaires devient beaucoup plus important avec la réduction de l'espacement inter canal (surtout pour les liaisons DWDM). Afin de limiter ces effets, la dispersion chromatique de la fibre doit augmenter dès que les espacements entre longueur d'onde sont plus rapprochés sans pour autant atteindre des valeurs trop fortes (dégradation alors du signal par le XPM et SPM). Les équipementiers semblent préconiser des valeurs à 1550nm comprises entre 6 et $11\text{ps}/(\text{nm.km})$ [I-8] et [I-45]. Il est à noter que de telles valeurs permettent dans la plupart des cas, une compatibilité avec la plage de transmission de la bande S (1460nm - 1530nm) puisque le zéro de D_{ch} se situe juste en dessous de 1440nm .

De plus, nous savons que la dispersion chromatique cumulée au cours de la propagation doit être ramenée autour de zéro périodiquement par les modules compensateurs mais suivant quel schéma ? En effet trois types de compensation pour chaque section sont possibles : la pré- (mettre le module avant la fibre de ligne), la post- (mettre le module après la fibre de ligne) et la compensation symétrique (cf. **figure I-28**).

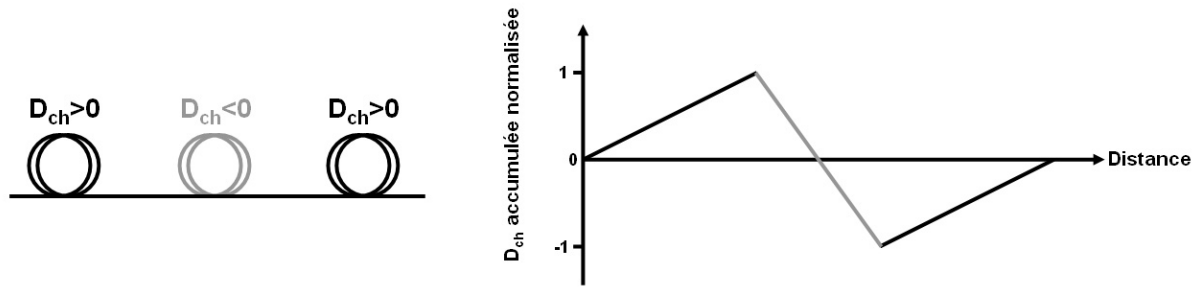


Figure I-28 : Illustration de la compensation de D_{ch} symétrique.

A la lecture des publications, il ressort que la compensation symétrique permet d'atteindre de meilleures performances en terme de taux d'erreur par élément binaire (BER pour Bit Error Rate) [I-46], [I-47] et [I-48], ce qui semble être confirmé par les derniers records de transmission atteints qui ont appliqués cette disposition [I-3] et [I-33]. Quant à la distance de propagation entre chaque module de compensation pour les systèmes terrestres, elle est comprise entre 80 et 100km suivant les fibres de ligne utilisées.

V. Conclusion

A la lecture de ce premier chapitre, nous pouvons dire que la fibre optique utilisée en tant que support de propagation pour la lumière est devenue un élément clé des télécommunications d'aujourd'hui. Dans le cadre des transmissions à haut débit du WDM, trois caractéristiques majeures de ces fibres se distinguent : la valeur de la dispersion chromatique et son évolution (ou pente) ainsi que l'aire effective. En effet, pour accroître les performances des réseaux optiques, il est nécessaire de contrôler la dispersion chromatique des fibres de ligne pour toutes les longueurs d'onde mises en jeu mais aussi de limiter l'influence des effets non linéaires néfastes à la transmission d'information par l'augmentation de l'aire effective. Pour ce faire, de nouvelles fibres de ligne ont été conçues portant le nom de NZ-DSF. Mais l'augmentation des canaux et des puissances d'injection avec la technique du multiplexage dense ou DWDM a pour conséquence de multiplier les taux d'erreur par élément binaire malgré l'utilisation de ces nouvelles fibres. Des méthodes pour compenser la dispersion ont alors été développées. Après comparaison, nous avons choisi de retenir l'insertion d'une fibre à deux cœurs concentriques que nous allons étudier en détail dans les chapitres suivants.

Chapitre II

Théorie des fibres à deux cœurs concentriques

I. Introduction

Dans ce second chapitre nous allons nous intéresser au développement théorique de la propagation dans les fibres à deux cœurs concentriques (notées FDCC). Compte tenu des deux cœurs qui les composent, ces structures supportent intrinsèquement deux modes, appelés supermodes. Le premier donne une dispersion chromatique négative alors que le second lui est opposé et amène une dispersion positive. Or comme nous l'avons vu précédemment, ce type de fibre va devoir en pratique être inséré dans les liaisons optiques existantes, ce qui signifie qu'elle sera placée entre deux fibres standards unimodales du type SMF-28. Du fait des conditions particulières d'injection de la lumière en entrée, son comportement modal va en être modifié. C'est pour cette raison que des études de filtrage spectral utilisant une FDCC soudée en entrée et sortie avec deux fibres unimodales, ont pu être menées à bien au sein de notre équipe (cf. [II-1] et **Annexe 4**). Ces conditions particulières d'injection en entrée pouvant être assimilées à une injection sélective, n'ont pourtant pas fait l'objet d'études théoriques précises dans la littérature et par conséquent les modifications induites n'ont pas été évaluées. C'est dans ce but, que nous allons étudier théoriquement le comportement de l'ensemble d'un module compensateur de dispersion composé par l'association « fibre unimodale+FDCC+fibre unimodale ». Après un court rappel concernant les structures double cœur, nous évaluerons théoriquement les phénomènes de filtrage spectral mais aussi de dispersion chromatique fonction des conditions d'injection et de détection de la lumière, en nous appuyant sur la théorie des modes couplés. En travaillant sur les variations spectrales du déphasage, une nouvelle définition de la dispersion chromatique sera établie portant sur la notion de module. Pour finir, nous chercherons à déterminer l'existence d'une relation entre les deux phénomènes (dispersion et filtrage) : relation qui a été pressentie au cours des travaux antérieurs [II-1], [II-2] et [II-3]. Parallèlement, des vérifications expérimentales seront apportées tout au long du chapitre afin de confirmer les calculs.

II. Conventions et hypothèses de la structure étudiée

II.1 Rappels sur la géométrie étudiée

Dans toute l'étude, on se placera dans l'approximation du guidage faible ($\Delta n \ll 1$). La fibre à deux cœurs concentriques étudiée est supposée à symétrie de révolution. Pour cette raison, on n'envisage pas d'un point de vue théorique, la possibilité d'une interaction entre les modes étudiés possédant cette symétrie avec les modes supérieurs du cœur annulaire ne la possédant pas. Toutefois, il est à noter qu'en pratique, ces couplages peuvent se produire dans le cas où la fibre est enroulée (rayon de courbure $\neq \infty$). On y reviendra dans l'**Annexe 5**.

Dans le but d'effectuer des vérifications numériques des expressions littérales que nous établirons tout au long de ce chapitre mais aussi pour faciliter la compréhension des différentes équations, un profil d'indice de réfraction réel (utilisé dans la dernière partie du Chapitre troisième et dans l'**Annexe 4**) présentant une forte dissymétrie a été retenu :

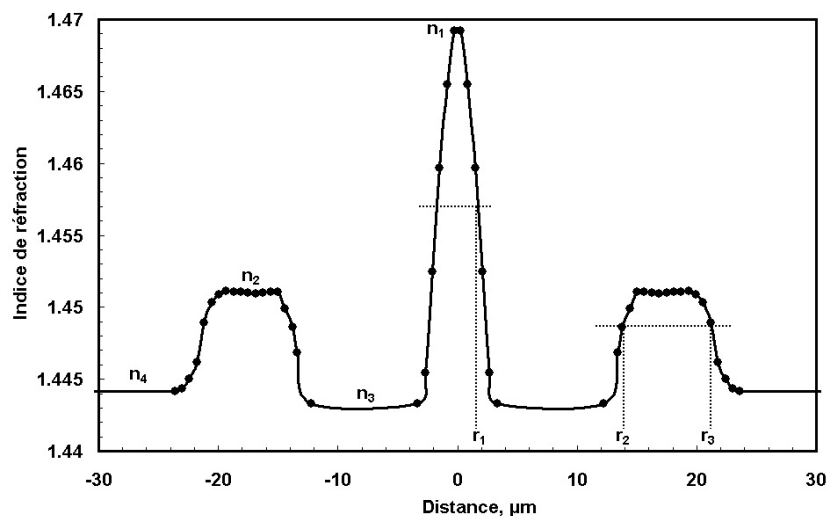


Figure II-1 : Profil d'indice de réfraction réel d'une fibre à deux cœurs concentriques.

Le cœur central est supposé d'indice constant n_1 (évolution gaussienne dans le cas présent) avec un rayon noté r_1 . Le cœur annulaire a lui pour indice constant n_2 et pour rayons interne et externe r_2 et r_3 . Les régions entre les deux cœurs et au-delà du cœur annulaire sont d'indice constant n_3 et n_4 . Les différences d'indice entre les cœurs peuvent être obtenues en dopant les cœurs au germanium par le procédé classique MCVD (pour Modified Chemical Vapour

Deposition). La région entre les deux cœurs est légèrement dopée au fluor pour obtenir un meilleur confinement du champ alors que la région externe est en silice pure.

Le tableau suivant regroupe les spécificités de la fibre extraite de son profil :

Paramètres	r_1	r_2	r_3	n_1	n_2	n_3	n_4
opto-géométriques	(μm)	(μm)	(μm)				
valeurs	1,8	13,6	21,7	1,47	1,451	1,443	1,444

Tableau II-1 : Paramètres opto-géométriques de la FDCC à 1550nm.

Les simulations numériques seront basées sur la méthode des éléments finis afin de prendre en compte le profil réel de la fibre et non un profil équivalent rectangulaire qui donnerait une mauvaise évaluation du comportement modal. A noter que tout au long de ce chapitre, les effets d'enroulement seront négligés afin de faciliter la compréhension.

II.2 Méthodes d'analyse et conventions d'écriture

L'analyse modale d'une fibre à deux cœurs concentriques peut se faire de deux façons différentes que l'on va expliciter dans ce paragraphe.

II.2.1 Etude suivant les guides élémentaires

Dans ce premier cas, on considère la structure complète comme l'association de deux guides indépendants : le guide 1 composé par le cœur central et la gaine (monomode dans la bande de travail), et le guide 2 par le cœur annulaire et la gaine (cf. **figure II-2**).

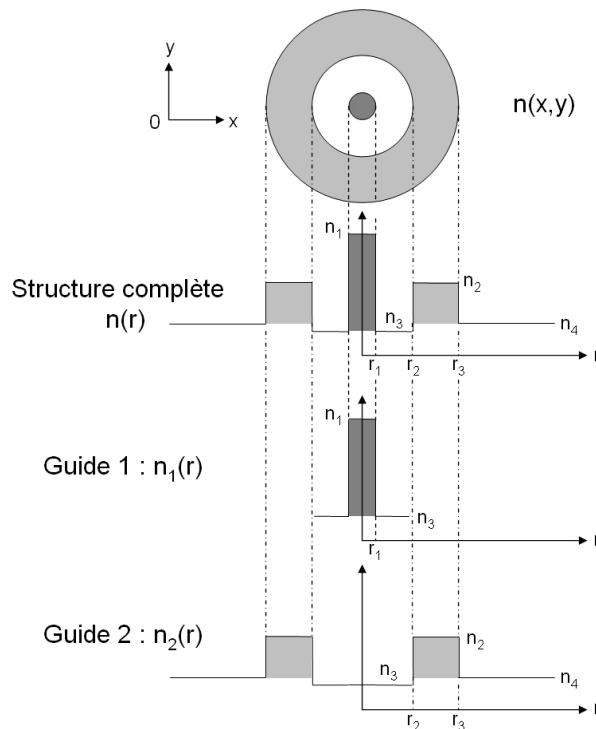


Figure II-2 : Profil d'indice de réfraction $n(x,y)$ d'une fibre à deux cœurs concentriques; Profils d'indice de réfraction suivant le rayon r de la fibre et des deux guides séparés.

Dans ce cas là, on parlera de modes élémentaires dûs à la présence de chacun des deux cœurs pris isolément. Le formalisme correspond à celui de la théorie des modes couplés [II-4]. Le couplage entre ces modes est supposé faible dans l'hypothèse où l'anneau est suffisamment éloigné du cœur central ($>5\mu\text{m}$).

Les grandeurs relatives aux modes élémentaires seront repérées grâce aux chiffres **1** et **2** mis en indice minuscule. Le chiffre 1 est associé au mode élémentaire dû au cœur central avec la gaine, le chiffre 2 au cœur annulaire avec la gaine.

II.2.2 Etude suivant la structure complète

Dans ce second cas, on considère la structure dans sa globalité. Les modes de cette structure sont appelés supermodes. Le formalisme correspond à celui des modes orthogonaux.

Les grandeurs relatives seront repérées grâce aux chiffres **I** et **II** mis en indice majuscule. Le chiffre I est associé au supermode fondamental, celui qui a le plus grand indice effectif, et le chiffre II au second supermode.

II.2.3 Représentation des modes

A l'aide du logiciel basé sur la méthode des éléments finis, nous traçons sur un même graphique l'évolution des indices effectifs des modes élémentaires et des supermodes de la structure définie par la **figure II-1** :

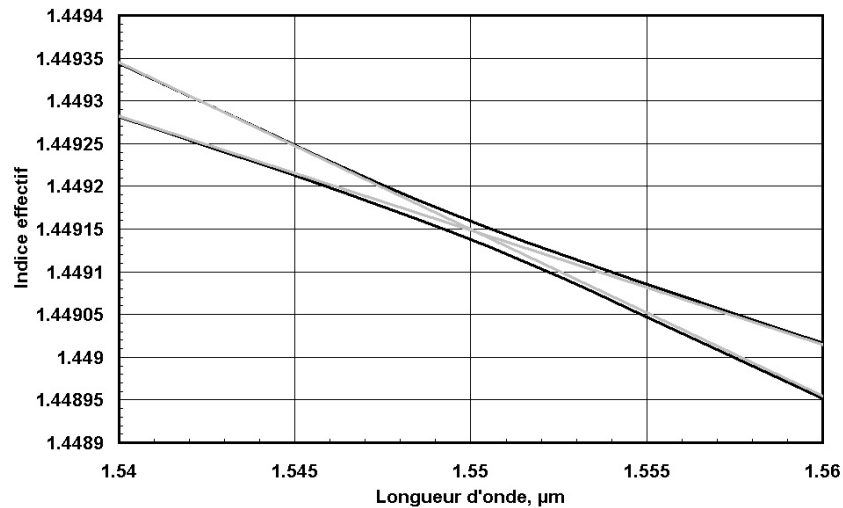


Figure II-3 : Evolution des indices effectifs des modes élémentaires (en gris) et des supermodes (en noir).

Ce graphique met en évidence une longueur d'onde pour laquelle les indices effectifs des modes élémentaires ont la même valeur que l'on appelle indifféremment longueur d'onde de synchronisme, d'accord de phase ou encore de phase matching (notée λ_0). Ici, elle se produit à $\lambda_0=1,55\mu\text{m}$ et les indices effectifs des modes élémentaires valent $n_{e0}=1,44914$. Avant et après l'accord de phase, les courbes des indices effectifs des supermodes tangent celles des modes élémentaires. Pour mieux comprendre le phénomène, nous allons représenter les allures des champs des différents modes mis en jeu.

II.2.3.a Représentation des modes élémentaires fondamentaux

Le champ du mode élémentaire du au seul cœur central avec la gaine (guide 1) est noté de la façon suivante (on sous-entend la variation harmonique $\exp^{j\omega t}$ comme il sera fait par la suite sauf mention particulière) :

$$\varepsilon_1 = \psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} \quad [\text{II-1}]$$

avec β_1 la constante de propagation et ψ_1 la répartition radiale du mode associé

De plus, comme pour tous les modes qui seront envisagés dans ce chapitre, ce mode est normalisé en puissance c'est-à-dire qu'il satisfait :

$$P_{m1} = \frac{\beta_1}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \psi_1^2 r dr = 1 \quad [\text{II-2}]$$

avec μ_0 la perméabilité du vide et ω la pulsation

Il est tenu compte ici (et il en sera de même par la suite) que les répartitions radiales sont exprimées au moyen de fonctions réelles.

De même le mode élémentaire dû au seul cœur annulaire avec la gaine (guide 2) est noté :

$$\varepsilon_2 = \psi_2 \exp^{-j\beta_2 z} \quad [\text{II-3}]$$

$$\text{avec } P_{m2} = \frac{\beta_2}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^{\infty} \psi_2^2 r dr = 1 \quad [\text{II-4}]$$

L'allure des champs de ces deux modes élémentaires représentée ci-dessous est calculée par la méthode des éléments finis :

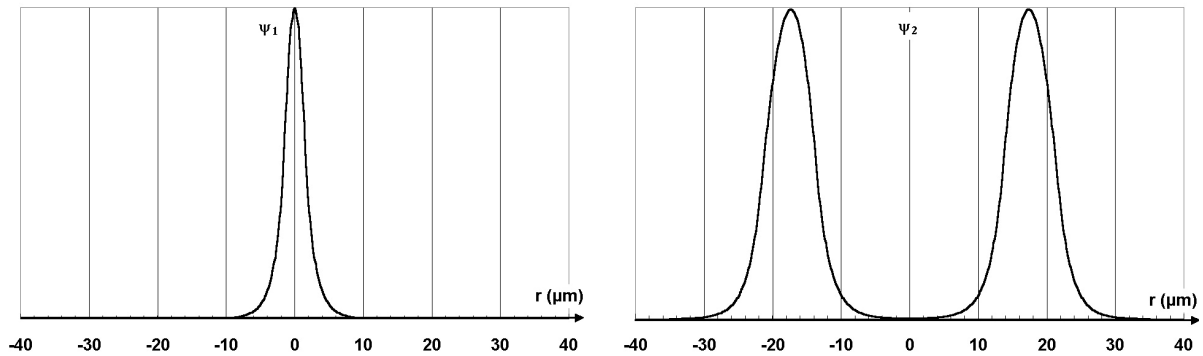


Figure II-4 : Répartitions radiales Ψ_1 et Ψ_2 des modes élémentaires fondamentaux à $\lambda_0=1550\text{nm}$.

II.2.3.b Représentation des supermodes

Selon les conventions qui ont été établies au paragraphe précédent, l'écriture générale des deux supermodes est :

$$\varepsilon_I = \psi_I \exp^{-j\beta_I z} \quad [\text{II-5}]$$

$$\varepsilon_{II} = \psi_{II} \exp^{-j\beta_{II} z} \quad [\text{II-6}]$$

Les fonctions représentant les répartitions radiales sont aussi réelles. Les puissances modales de ces supermodes sont à nouveau normalisées :

$$P_{mI} = \frac{\beta_I}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^\infty \psi_I^2 r dr = 1 \quad [\text{II-7}]$$

$$P_{mII} = \frac{\beta_{II}}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^\infty \psi_{II}^2 r dr = 1 \quad [\text{II-8}]$$

De la même façon que précédemment, l'allure des champs de ces deux supermodes déterminée par une résolution numérique donne :

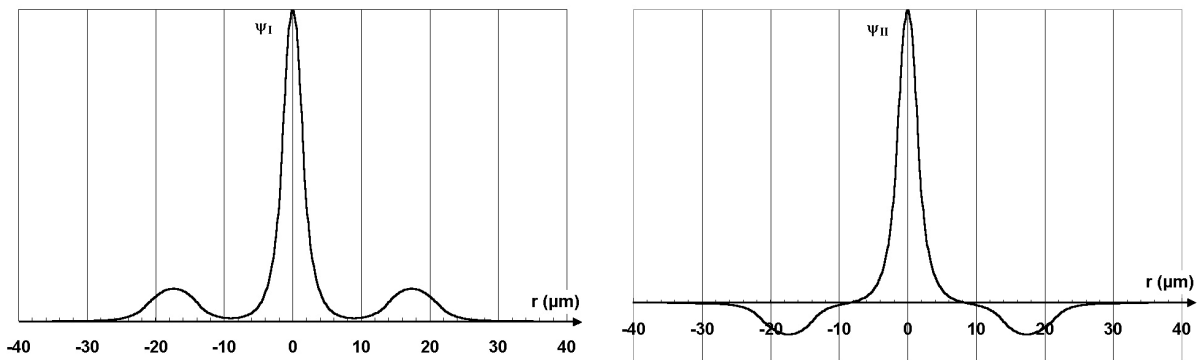


Figure II-5 : Répartitions radiales Ψ_I et Ψ_{II} des supermodes à $\lambda_0=1550\text{nm}$.

II.2.3.c Nouvelle écriture modale par décomposition

Les répartitions radiales des modes peuvent être déterminées de façon précise par des méthodes de résolution numériques, comme ce que représentent les **figures II-4 et II-5**. Dans le but de déterminer une écriture simplifiée, nous allons utiliser ici le fait que dans une section droite, par exemple celle du début de la FDCC (c.a.d. en $z=0$), chacun des modes élémentaires doit pouvoir se décomposer suivant les supermodes. Inversement, une répartition de champ quelconque et donc en particulier chacun des supermodes doit pouvoir être considéré comme une combinaison élémentaire (cf. **Annexe 1**). D'où les relations :

$$\Psi_I = b_{I1}\psi_1 + b_{I2}\psi_2 \quad [\text{II-9}]$$

$$\Psi_{II} = b_{II1}\psi_1 + b_{II2}\psi_2 \quad [\text{II-10}]$$

Dans ces relations, les coefficients du développement peuvent être déterminés par les relations usuelles (en conservant l'hypothèse du couplage faible) :

$$b_{11} \approx \frac{\frac{\beta_1}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^\infty \psi_1 \psi_1 r dr}{P_{m1} = 1} = \frac{\int_0^\infty \psi_1 \psi_1 r dr}{\int_0^\infty \psi_1^2 r dr} \quad [\text{II-11}]$$

De même pour les autres :

$$b_{12} \approx \frac{\int_0^\infty \psi_1 \psi_2 r dr}{\int_0^\infty \psi_2^2 r dr}; \quad b_{111} \approx \frac{\int_0^\infty \psi_{II} \psi_1 r dr}{\int_0^\infty \psi_1^2 r dr}; \quad b_{112} \approx \frac{\int_0^\infty \psi_{II} \psi_2 r dr}{\int_0^\infty \psi_2^2 r dr}$$

Les deux modes élémentaires et le supermode fondamental ayant des amplitudes de champ positives en tout point de la section de droite et celle du second supermode étant choisie positive sur l'axe, on impose à priori b_{11} , b_{12} , b_{111} **positifs** et b_{112} **négatif**. Ces différents coefficients satisfont un ensemble de relations valables quelle que soit la longueur d'onde (ceci est démontré dans l'**Annexe 1**) :

$$\begin{aligned} b_{11} = -b_{112} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{\Delta\beta}{2S}} \quad \text{et} \quad b_{12} = b_{111} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{\Delta\beta}{2S}} \\ 1 &= b_{11}^2 + b_{12}^2, \quad 1 = b_{111}^2 + b_{112}^2, \quad 1 = b_{11}^2 + b_{111}^2 \quad \text{et} \quad 1 = b_{12}^2 + b_{112}^2 \\ 2b_{11}b_{111} &= -2b_{12}b_{112} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}} \end{aligned} \quad [\text{II-12}]$$

avec : ▪ le désaccord spectral : $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ [II-13]

▪ le coefficient de couplage à λ_0 : $K = \frac{\beta_1 - \beta_{II}}{2}$ [II-14]

▪ et la grandeur auxiliaire $S = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + K^2}$ [II-15]

De plus, il faut noter que $\det(b_{ij}) = b_{11}b_{112} - b_{111}b_{12} = -1$ et $d_{ji} = b_{ij}$ avec $i=I$ ou II et $j=1$ ou 2 .

La différence essentielle entre les modes élémentaires et les supermodes est le fait que les premiers sont couplés par la structure de la FDCC, alors que les supermodes sont indépendants. A la longueur d'onde de synchronisme λ_0 , les modes élémentaires ont des constantes de propagation égales et échangent de façon complète leur puissance. Donc si un seul de ces modes élémentaires est initialement présent, il excite progressivement le second en lui transférant de la puissance (notion de coupleur optique). Ce mode initial disparaît entièrement au bout d'une longueur de couplage L_c . Ceci se traduit par le fait que les coefficients b_{I1} , b_{I2} , b_{II1} , b_{II2} prennent les valeurs particulières suivantes au synchronisme :

Au synchronisme $b_{I1} = b_{I2} = b_{II1} = -b_{II2} = \frac{1}{\sqrt{2}}$	[II-16]
--	---------

En d'autres termes au synchronisme, la répartition d'amplitude de chacun des supermodes résulte de l'addition ou de la soustraction de celle des modes élémentaires pondérée par le même facteur $1/\sqrt{2}$ et donc correspondant à la même puissance ($\frac{P_{m1}}{2} = \frac{P_{m2}}{2} = \frac{1}{2}$). On peut remarquer que l'un des modes élémentaires est centré autour de l'axe alors que l'autre est décentré autour de l'anneau et occupe donc une surface plus importante. Ceci explique le fait qu'au synchronisme, les maxima extérieurs des répartitions d'amplitude des supermodes sont toujours nettement plus faibles en valeur absolue que le maxima central (cf. **figure II-5**).

Maintenant à une longueur d'onde très éloignée du synchronisme, chacun des deux supermodes se confond avec l'un des deux modes élémentaires suivant le signe du désaccord spectral $\Delta\beta$.

On a donc :

Très loin du synchronisme $b_{I1} = 1, b_{I2} = 0 \text{ et } b_{II1} = 0, b_{II2} = -1 \text{ pour } \Delta\beta < 0$ $\text{ou } b_{I1} = 0, b_{I2} = 1 \text{ et } b_{II1} = 1, b_{II2} = 0 \text{ pour } \Delta\beta > 0$	[II-17]
--	---------

Dans le but d'illustrer ces valeurs théoriques, nous allons tracer l'évolution des coefficients en fonction de la longueur d'onde (cf. **figure II-6**). Pour cela on se sert des résultats de la **figure II-3**. Le domaine de longueur d'onde utilisé ($1,5\mu\text{m}$ à $1,6\mu\text{m}$) est supposé suffisamment petit pour que les indices effectifs des modes élémentaires de la FDCC varient linéairement autour

de la longueur d'onde de synchronisme λ_0 , celle pour laquelle les indices effectifs sont égaux (n_{e0}). Les indices effectifs des modes élémentaires ont donc pour relations :

$$n_{e1} = n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0) \quad [\text{II-18}]$$

$$n_{e2} = n_{e0} - p_2(\lambda - \lambda_0) \quad [\text{II-19}]$$

avec : - p_1 la pente associée au mode élémentaire 1 valant ici $0,0195\mu\text{m}^{-1}$

- p_2 la pente associée au mode élémentaire 2 valant ici $0,0134\mu\text{m}^{-1}$

Au synchronisme $\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$, l'indice effectif commun vaut $n_{e0} = n_{e1} = n_{e2} = 1,44914$. Le paramètre de synchronisme a alors pour expression :

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{e1} - n_{e2}) = -\frac{2\pi}{\lambda}(p_2 - p_1)(\lambda - \lambda_0) \quad [\text{II-20}]$$

$$\text{soit ici } \Delta\beta = 3,8 \cdot 10^{-2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} \approx 2,45 \cdot 10^{-2} (\lambda - \lambda_0) \quad [\text{II-21}]$$

Les calculs numériques ont aussi permis de déterminer les indices effectifs des supermodes au synchronisme :

Pour le supermode I, $n_{eI} = 1,449150988$

Pour le second supermode, $n_{eII} = 1,449129443$

Par conséquent, d'après l'équation [II-14], on peut donc calculer la valeur du coefficient de couplage au synchronisme :

$$K = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\frac{(n_{eI} - n_{eII})}{2} \right) = 4,37 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$$

On peut remarquer que la longueur de couplage au synchronisme, définie par :

$$L_c = \frac{\pi}{2K} \quad [\text{II-22}]$$

vaut alors $L_c = 3,6\text{cm}$, valeur très inférieure à la longueur totale de la fibre qui sera en pratique de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres.

Connaissant toutes ces caractéristiques, on trace l'évolution des coefficients de couplage en fonction de la longueur d'onde :

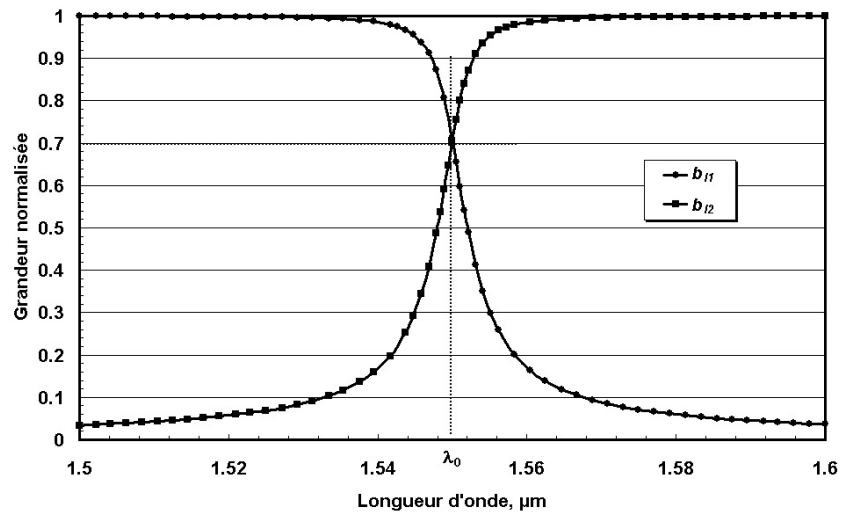


Figure II-6 : Evolution des coefficients b_{11} et b_{12} en fonction de la longueur d'onde.

Nous retrouvons bien sur ce graphique les différents commentaires faits précédemment au sujet des valeurs particulières des coefficients loin et au synchronisme.

III. Filtrage

Ce paragraphe repose sur l'étude théorique d'un filtre basé sur l'utilisation d'une fibre à deux cœurs concentriques. Cette idée avait fait l'objet de la thèse de Février [II-1] pour égaliser les gains d'amplificateur dopés erbium.

III.1 Schéma du filtre

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à un dispositif formé par un tronçon d'une dizaine de mètres ou plus de la FDCC placé entre deux tronçons d'une même fibre unimodale (type SMF-28). Par ailleurs la source qui alimente ce dispositif présente une certaine largeur spectrale (quelques nanomètres). Enfin, l'ensemble des fibres et le dispositif sont à symétrie de révolution. Le schéma du dispositif est illustré par la **figure II-7** :

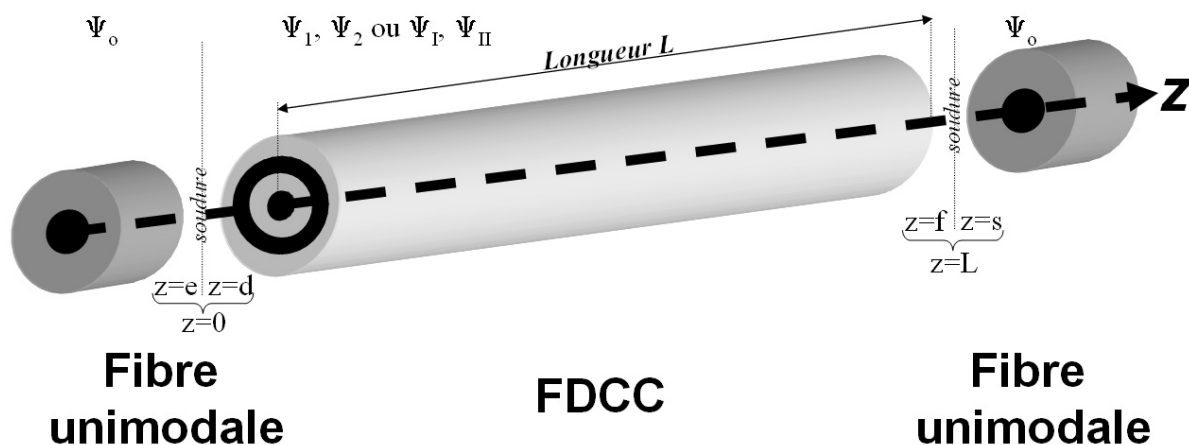


Figure II-7 : Schéma du dispositif étudié.

III.2 Principe général de l'effet de filtrage

Le filtrage spectral étudié ici est celui se produisant entre l'entrée (position e) et la sortie (position s) du dispositif, c'est à dire dans les sections droites des fibres unimodales extérieures au niveau des soudures. Ce filtrage résulte dans ce cas de trois effets que nous allons étudier en détail :

- La transition fibre unimodale → FDCC. Le rendement de celle-ci dépend de la longueur d'onde.

- La déformation de la répartition du champ total se propageant dans la FDCC, déformation dépendant aussi de la longueur d'onde.
- La transition FDCC → fibre unimodale. Le rendement avec lequel cette dernière est excitée dépend encore de la longueur d'onde.

III.2.1 Transition d'entrée (z=0)

On prend comme condition d'entrée le champ modal de la fibre unimodale :

$$\varepsilon_0 = \psi_0 \quad [\text{II-23}]$$

avec une puissance modale normalisée : $P_{m0}=1$

Ce champ d'entrée excite les modes de la FDCC. Le champ au début de celle-ci peut être exprimé de deux façons.

1) L'une est la décomposition suivant les modes élémentaires :

$$\varepsilon_d = a_{1d}\psi_1 + a_{2d}\psi_2 \quad [\text{II-24}]$$

Les coefficients modaux a_{1d} et a_{2d} satisfont maintenant les relations :

$$a_{1d} = \frac{\beta_1}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \psi_0 \psi_1 r dr}{P_{m1} = 1} = \frac{\int_0^\infty \psi_0 \psi_1 r dr}{\int_0^\infty \psi_1^2 r dr} \quad [\text{II-25}]$$

$$a_{2d} = \frac{\beta_2}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \psi_0 \psi_2 r dr}{P_{m2} = 1} = \frac{\int_0^\infty \psi_0 \psi_2 r dr}{\int_0^\infty \psi_2^2 r dr} \quad [\text{II-26}]$$

Ces coefficients sont réels. Et le rendement de la transition est défini par $T_{ed} = a_{1d}^2 + a_{2d}^2 \leq 1$.

Les répartitions des amplitudes des champs ψ_0 , ψ_1 et ψ_2 dépendent de la longueur d'onde, il en est de même de ces coefficients. Toutefois, on peut admettre que la répartition ψ_2 associée au cœur annulaire est très différente de celle de ψ_0 du mode de la fibre unimodale.

On fait donc dans la suite (sous réserve de vérification ultérieure) l'hypothèse que le champ de la fibre unimodale n'excite que le seul mode élémentaire associé au cœur central (si l'injection est centrée). Soit :

$$0 < a_{1d}^2 \leq 1 \text{ et } a_{2d}^2 \approx 0 \quad [\text{II-27}]$$

2) L'autre décomposition est suivant les supermodes :

$$\varepsilon_d = a_{Id} \Psi_I + a_{IId} \Psi_{II} \quad [\text{II-28}]$$

avec pour expression des coefficients modaux :

$$a_{Id} = \frac{\int_0^\infty \Psi_0 \Psi_I r dr}{\int_0^\infty \Psi_I^2 r dr} \text{ et } a_{IId} = \frac{\int_0^\infty \Psi_0 \Psi_{II} r dr}{\int_0^\infty \Psi_{II}^2 r dr}$$

Ces coefficients sont réels. Les expressions établies au paragraphe II.2.3.c :

$$\begin{cases} \Psi_I = b_{I1} \Psi_1 + b_{I2} \Psi_2 \\ \Psi_{II} = b_{II1} \Psi_1 + b_{II2} \Psi_2 \end{cases}$$

permettent d'écrire :

$$a_{Id} = b_{I1} a_{1d} + b_{I2} a_{2d} \quad [\text{II-29}]$$

$$a_{IId} = b_{II1} a_{1d} + b_{II2} a_{2d} \quad [\text{II-30}]$$

relations qui se simplifient dans l'hypothèse précédente de la seule excitation du mode élémentaire par la fibre unimodale selon :

$$a_{Id} = b_{I1} a_{1d} \text{ et } a_{IId} = b_{II1} a_{1d} \quad [\text{II-31}]$$

Ces relations simplifiées sont cohérentes avec l'expression indiquée ci-dessous du rendement de la transition (en considérant les résultats de l'équation [II-12]) :

$$T_{ed} = a_{1d}^2 + a_{IId}^2 = (b_{I1}^2 + b_{II1}^2) a_{1d}^2 = a_{1d}^2 \leq 1$$

III.2.2 Transition de sortie (z=L)

A partir des modes élémentaires, le champ à la fin de la FDCC a la forme générale :

$$\varepsilon_f = a_{1f} \psi_1 \exp^{-j\beta_1 L} + a_{2f} \psi_2 \exp^{-j\beta_2 L} \quad [\text{II-32}]$$

Le coefficient modal a_{2f} à la fin de la fibre n'est pas nécessairement nul, comme il a été supposé pour celui au début de la fibre ($a_{2d} \approx 0$), en raison du couplage entre les modes élémentaires. Au niveau de cette seconde transition, chacun des modes élémentaires contribue à l'excitation du champ ε_s dans la fibre unimodale de sortie. Ces contributions s'ajoutent en phase si bien que le champ en sortie a pour expression :

$$\varepsilon_s = c_{1f} \psi_0 (a_{1f} \exp^{-j\beta_1 L}) + c_{2f} \psi_0 (a_{2f} \exp^{-j\beta_2 L}) \quad [\text{II-33}]$$

les coefficients c_{1f} et c_{2f} étant ceux de la décomposition des répartitions ψ_1 et ψ_2 des modes élémentaires suivant celle ψ_0 du mode de la fibre unimodale.

$$c_{1f} = \frac{\beta_0}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \psi_1 \psi_0 r dr}{P_{m0} = 1} = \frac{\int_0^\infty \psi_1 \psi_0 r dr}{\int_0^\infty \psi_0^2 r dr}$$

$$c_{2f} = \frac{\beta_0}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \psi_2 \psi_0 r dr}{P_{m0} = 1} = \frac{\int_0^\infty \psi_2 \psi_0 r dr}{\int_0^\infty \psi_0^2 r dr}$$

Dans l'approximation du guidage faible (les fonctions ψ étant toutes réelles), on établit ainsi les identités valables quelle que soit la longueur d'onde :

$$c_{1f} = a_{1d} \text{ et } c_{2f} = a_{2d} \approx 0 \quad [\text{II-34}]$$

La dernière égalité résulte du fait que, en sens opposé à celui de la première transition, le mode élémentaire du cœur annulaire n'excite pratiquement pas le mode de la fibre unimodale de sortie. A partir des supermodes, le champ à la fin de la FDCC a la forme générale :

$$\varepsilon_f = a_{If} \psi_I \exp^{-j\beta_I L} + a_{IIf} \psi_{II} \exp^{-j\beta_{II} L} \quad [\text{II-35}]$$

De la même façon que ci-dessus, ces supermodes excitent eux aussi la fibre unimodale de sortie :

$$\epsilon_s = c_{I_f} \Psi_0(a_{I_f} \exp^{-j\beta_1 L}) + c_{I_{ff}} \Psi_0(a_{I_{ff}} \exp^{-j\beta_{II} L}) \quad [\text{II-36}]$$

avec des coefficients c_{I_f} et $c_{I_{ff}}$ qui à nouveau s'identifient aux coefficients modaux de l'entrée :

$$c_{I_f} = \frac{\beta_0}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \Psi_I \Psi_0 r dr}{P_{m0} = 1} = \frac{\int_0^\infty \Psi_I \Psi_0 r dr}{\int_0^\infty \Psi_0^2 r dr}$$

$$c_{I_{ff}} = \frac{\beta_0}{2\mu_0\omega} \frac{2\pi \int_0^\infty \Psi_{II} \Psi_0 r dr}{P_{m0} = 1} = \frac{\int_0^\infty \Psi_{II} \Psi_0 r dr}{\int_0^\infty \Psi_0^2 r dr}$$

D'où l'égalité suivante :

$$c_{I_f} = a_{I_d} \text{ et } c_{I_{ff}} = a_{I_{dd}} \quad [\text{II-37}]$$

III.2.3 Transmission au travers de la FDCC

Au travers de la FDCC les modes élémentaires sont couplés, d'où une évolution au cours de la propagation des coefficients modaux de a_{1d} (et $a_{2d} \approx 0$) à a_{1f} et a_{2f} . La théorie classique des modes couplés fournit les relations entre ces coefficients :

$$a_{1f} = \left[\cos(SL) + j \frac{\Delta\beta}{2S} \sin(SL) \right] \exp^{-j\frac{\Delta\beta}{2}L} a_{1d} \quad [\text{II-38}]$$

$$a_{2f} = -j \left[\frac{K}{2S} \sin(SL) \right] \exp^{+j\frac{\Delta\beta}{2}L} a_{1d} \quad [\text{II-39}]$$

avec K , $\Delta\beta$ et S ayant les mêmes significations qu'au paragraphe II-2

Les supermodes eux ne sont pas couplés. Leurs coefficients modaux a_I et a_{II} n'évoluent pas au cours de la propagation. Par contre, quels que soient les modes considérés, il faut tenir compte des déphasages dus à la propagation sur la longueur L .

III.2.4 Expressions générales du filtrage

En suivant le champ total dans les différentes positions ($z=e, d, f$ et s) il vient :

- *En entrée* : $\epsilon_e = \Psi_0$

- *En début de fibre* : $\epsilon_d = a_{Id} \Psi_I = a_{Id} \Psi_I + a_{II d} \Psi_{II}$

- *En fin de fibre* :

- selon les modes élémentaires : $\epsilon_f = a_{If} \Psi_I \exp^{-j\beta_1 L} + a_{2f} \Psi_2 \exp^{-j\beta_2 L}$

- selon les supermodes : $\epsilon_f = a_{If} \Psi_I \exp^{-j\beta_1 L} + a_{II f} \Psi_{II} \exp^{-j\beta_{II} L}$ avec $a_{If} = a_{Id}$ et $a_{II f} = a_{II d}$

- *En sortie* :

- selon les modes élémentaires : $\epsilon_s = (a_{Id} a_{If} \exp^{-j\beta_1 L}) \Psi_0$

- selon les supermodes : $\epsilon_s = (a_{Id}^2 \exp^{-j\beta_1 L} + a_{II d}^2 \exp^{-j\beta_{II} L}) \Psi_0$

Par conséquent, on peut chercher à évaluer la transmittance complète du filtre suivant les deux formalismes.

III.2.4.a Expression de la transmittance à l'aide des modes élémentaires

La décomposition suivant les modes élémentaires donne pour la puissance de sortie P_s :

$$P_s = |a_{Id}|^2 |a_{If}|^2 (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-40}]$$

qui se transforme grâce à la relation entre a_{1f} et a_{1d} (Eq. [II-38]) en :

$$P_s = a_{1d}^4 \left[\cos^2(SL) + \left(\frac{\Delta\beta}{2S} \right)^2 \sin^2(SL) \right] (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-41}]$$

$$\text{soit : } P_s = a_{1d}^4 \left[1 - \left[1 - \left(\frac{\Delta\beta}{2S} \right)^2 \right] \sin^2(SL) \right] (P_{m0} = 1)$$

$$\text{soit : } P_s = a_{1d}^4 \left[1 - \left[\frac{K^2}{S^2} \right] \sin^2(SL) \right] (P_{m0} = 1)$$

$$\text{soit : } P_s = a_{1d}^4 \left[1 - \frac{\sin^2(SL)}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K} \right)^2} \right] (P_{m0} = 1)$$

La transmittance complète du filtre, définie comme le rapport entre la puissance de sortie et la puissance d'entrée ($P_e = P_{m0} = 1$) du dispositif a donc pour expression :

$$T(\lambda) = a_{1d}^4 \left[1 - \frac{\sin^2(SL)}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K} \right)^2} \right] \quad [\text{II-42}]$$

dans laquelle aussi bien a_{1d} , ainsi que la quantité entre crochets sont a priori des fonctions de la longueur d'onde.

III.2.4.b Expression de la transmittance à l'aide des supermodes

A partir maintenant de la décomposition suivant les supermodes ψ_I et ψ_{II} , le calcul de la puissance de sortie P_s donne :

$$P_s = \left[a_{1d}^2 \exp^{-j\beta_I L} + a_{II d}^2 \exp^{-j\beta_{II} L} \right] \left[a_{1d}^2 \exp^{-j\beta_I L} + a_{II d}^2 \exp^{-j\beta_{II} L} \right]^* (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-43}]$$

$$\text{soit : } P_s = \left[a_{1d}^4 + a_{II d}^4 + 2a_{1d}^2 a_{II d}^2 \cos(\Delta L) \right] (P_{m0} = 1) \text{ avec } \Delta = (\beta_{II} - \beta_I)$$

Les relations entre les coefficients modaux du début de la FDCC (Eq. [II-31]) et la relation $1 = b_{II}^2 + b_{III}^2$ permettent aussi d'écrire cette puissance de sortie sous la forme :

$$P_s = a_{Id}^4 [b_{II}^4 + b_{III}^4 + 2b_{II}^2 b_{III}^2 \cos(\Delta L)] (P_{m0} = 1) \quad [II-44]$$

soit $P_s = a_{Id}^4 \left[1 - 4b_{II}^2 b_{III}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta L}{2} \right) \right] (P_{m0} = 1)$

d'où la transmittance du filtre devient :

$$T(\lambda) = a_{Id}^4 [1 - 4b_{II}^2 b_{III}^2 \sin^2 (SL)] \quad [II-45]$$

Or d'après l'équation [II-12], on obtient finalement :

$$T(\lambda) = a_{Id}^4 \left[1 - \frac{\sin^2 (SL)}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K} \right)^2} \right] \quad [II-46]$$

Les deux formalismes (celui des modes élémentaires et celui des supermodes) donnent bien le même résultat.

III.3 Interprétation et discussion de l'effet de filtrage

III.3.1 Interprétation de la transmittance

L'effet de filtrage entre la fibre unimodale d'entrée et celle de sortie est le produit de trois effets successifs :

$$T(\lambda) = T_e(\lambda) \cdot T_{FDCC}(\lambda, L) \cdot T_s(\lambda) \quad [II-47]$$

avec :

- $T_e(\lambda) = a_{Id}^2$

L'effet de filtrage spectral correspond au rendement en puissance de l'excitation par la fibre unimodale d'entrée du seul mode élémentaire associé au cœur central. Cet effet est indépendant de la longueur de la fibre à deux cœurs concentriques.

$$\blacksquare \quad T_{\text{FDCC}}(\lambda, L) = 1 - \frac{\sin^2(SL)}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}$$

L'effet de filtrage spectral correspond à la transmission à travers la FDCC de la puissance transportée par le seul mode élémentaire associé au cœur central (hypothèse d'injection sélective en entrée de la FDCC). Il est fonction de la longueur L de cette fibre.

$$\blacksquare \quad T_s(\lambda) = a_{1d}^2$$

L'effet de filtrage spectral correspond au rendement en puissance de l'excitation de la fibre unimodale par le seul mode élémentaire associé au cœur central. Cet effet est indépendant de la longueur de la fibre à deux cœurs concentriques et identique à celui de la soudure d'entrée.

III.3.2 Cas d'un non-synchronisme important

Si la longueur d'onde de travail est éloignée de celle du synchronisme, les approximations suivantes :

$$\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \gg K^2 \text{ et } S^2 \approx \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \quad [\text{II-48}]$$

font que l'effet de filtrage dû à la FDCC disparaît, le mode élémentaire associé au cœur central est transmis sans couplage avec l'autre mode élémentaire. La transmittance T_{FDCC} s'écrit alors :

$$T_{\text{FDCC}}(\lambda, L) \approx 1 \quad [\text{II-49}]$$

La transmittance du filtre résulte uniquement des effets des variations spectrales éventuelles du rendement de transmission des soudures d'entrée et de sortie.

Ainsi loin du synchronisme, il vient :

$$T(\lambda) = T_e^2(\lambda) \approx a_{1d}^4 \quad [\text{II-50}]$$

et la transmittance est alors indépendante de la longueur de la FDCC.

III.3.3 Evaluation du coefficient a_{1d}

Le coefficient a_{1d} correspond à l'excitation du mode élémentaire ψ_1 par la fibre unimodale. Son expression est donnée par l'équation [II-25]. Son évaluation est immédiate et correspond à :

$$a_{1d} = \frac{w_0^2}{w_0^2 + w_1^2} \quad [\text{II-51}]$$

Le rayon de champ de mode w_i est donné selon la formule de Marcuse [II-5] dans l'approximation du champ gaussien par :

$$w_i = a(0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6}) \quad \text{si } 1,7 < V < 2,4 \quad [\text{II-52}]$$

avec a : rayon de la fibre et $V = a \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$: fréquence réduite

1) Fibre unimodale

Pour la fibre standard (proche de la fibre du type SMF-28) on obtient : $V = \frac{2,7}{\lambda} \mu\text{m}^{-1}$

soit $w_0 = 2,3 + 1,46\lambda^{3/2} \mu\text{m}$. Toutefois le domaine spectral qui sera envisagé dans la suite est le domaine 1,5-1,6 μm . Ce domaine étant relativement limité ($\Delta V / V \approx 7\%$), on prendra une autre approximation encore plus simple (loi linéaire) avec une excellente approximation (meilleure que 1%) : $w_0 = 5,4 + 2,72(\lambda - \lambda_0) \mu\text{m}$.

2) Guide central élémentaire

Le cœur central de la FDCC étant à saut d'indice, on peut appliquer la même méthode que ci-dessus. On obtient : $w_1 = 1,17 + 0,516\lambda^{3/2} \mu\text{m}$ car $V = \frac{3,17}{\lambda} \mu\text{m}^{-1}$ (cf. **tableau II-1**). Pour la même raison que ci-dessus, on prend une loi linéaire : $w_1 = 2,16 + 0,9636(\lambda - \lambda_0) \mu\text{m}$.

Connaissant ces grandeurs, l'équation [II-51] devient :

$$a_{1d} = \frac{29,2 + 14,7(\lambda - \lambda_0) + 7,4(\lambda - \lambda_0)^2}{33,86 + 18,86(\lambda - \lambda_0) + 8,33(\lambda - \lambda_0)^2} \quad [\text{II-53}]$$

Cette grandeur est en fait très faible (variation relative inférieure à 10^{-3}) et vaut :

$$a_{1d} = 0,86 \quad [\text{II-54}]$$

III.3.4 Influence de la longueur L du dispositif au voisinage du synchronisme

On se place dans un intervalle spectral autour de la longueur d'onde λ_0 tel que les relations de dispersion des modes élémentaires peuvent être considérées comme linéaires dans la fenêtre 1,5 μm -1,6 μm (même raisonnement qu'au paragraphe II.2.3.c) :

$$\begin{cases} n_{e1} = n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0) \\ n_{e2} = n_{e0} - p_2(\lambda - \lambda_0) \end{cases} \quad [\text{II-55}]$$

L'effet de filtrage dû à la FDCC seule a pour expression :

$$T_{\text{FDCC}}(\lambda, L) = 1 - \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi L}{2 L_c} \sqrt{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \right]}{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \quad [\text{II-56}]$$

$$\text{avec la longueur de couplage : } L_c = \frac{\pi}{2K} \text{ (cf. Eq. [II-22])}$$

Distinguons deux cas :

- 1) Si la longueur du tronçon central est exactement égale à la longueur de couplage L_c , l'effet de filtrage de la FDCC vaut alors :

$$T_{\text{FDCC}}(\lambda, L) = 1 - \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \right]}{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \quad [\text{II-57}]$$

La courbe représentative de cette transmittance a une demi-largeur spectrale $\delta\lambda_{1/2}$ à mi-hauteur de valeur :

$$\delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0}{2L_c(p_1 - p_2)} \quad [\text{II-58}]$$

Le calcul numérique donne (cf. paragraphe II.2.3.c) :

$$L_c = 3,6\text{cm} \text{ et } (p_1 - p_2) = 6,1 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$$

$$\text{soit } \delta\lambda_{1/2} = 3,53\text{nm}$$

Connaissant toutes les caractéristiques, on peut tracer l'évolution de la transmittance totale $T(\lambda)$ (Eq. [II-42]) en fonction de la longueur d'onde pour une petite longueur $L=L_c$:

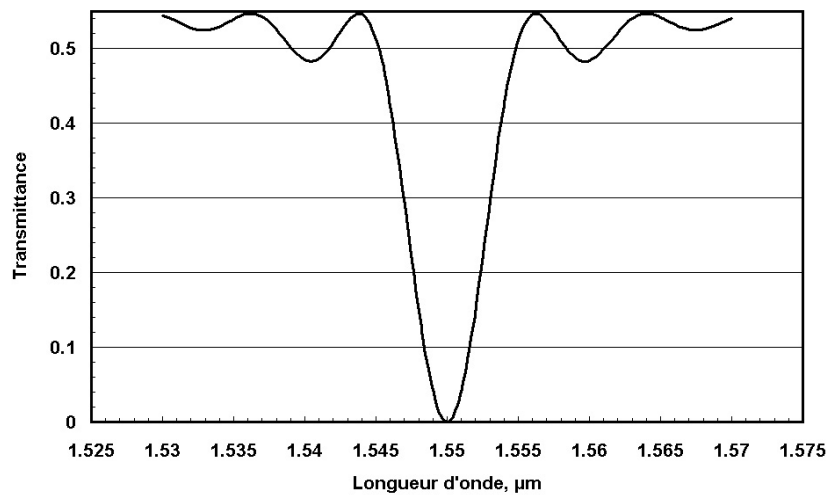


Figure II-8 : Evolution de la transmittance $T(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde pour $L=L_c$.

- 2) Si la longueur du tronçon central est de l'ordre d'une dizaine de mètres ou plus.

En effet, dans la pratique nous étudierons le phénomène de dispersion sur des tronçons de FDCC de l'ordre de la dizaine de mètres ou plus. Dans ces conditions, d'après l'équation [II-56], la demi-largeur spectrale à mi-hauteur du maximum principal de la transmittance T_{FDCC} vaut alors :

$$\delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0}{2L_c(p_1 - p_2)} \sqrt{\frac{L_c}{L}} \quad [\text{II-59}]$$

et par conséquent, le calcul numérique donne des valeurs bien inférieures au nanomètre (ici $\delta\lambda_{1/2} = 0,21\text{nm}$ pour $L = 10\text{m}$ et $\delta\lambda_{1/2} = 0,067\text{nm}$ pour $L = 100\text{m}$). Ces valeurs sont très faibles à cause du caractère dissymétrique du profil étudié.

En conclusion, si la longueur de la fibre a une longueur d'une dizaine de mètres ou plus et si la largeur de la source alimentant le dispositif est de quelques nanomètres ou plus, il se produit un brouillage du couplage entre les modes élémentaires (ou de façon équivalente du battement entre supermodes). La transmittance T_{FDCC} **réellement mesurée** (notée \bar{T}_{FDCC}) dans ces conditions résulte d'une moyenne sur la largeur spectrale de la source, moyenne ayant pour effet de remplacer le sinus carré par $\frac{1}{2}$ dans l'équation [II-46]. La transmittance effectivement mesurée pour l'ensemble du dispositif est alors donnée par :

$$\bar{T}(\lambda) = T_e \cdot \bar{T}_{\text{FDCC}} \cdot T_s = a_{\text{id}}^4 \left[1 - \frac{1}{2 \left(1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K} \right)^2 \right)} \right] \quad \text{[II-60]}$$

On peut donc voir que dans ce cas (source ayant une largeur spectrale de quelques nanomètres ou plus et longueur du tronçon de quelques dizaines de mètres ou plus), la transmittance d'un filtre formé par deux fibres unimodales de part et d'autre d'un tronçon de FDCC est indépendante de la longueur de ce tronçon si celle-ci est importante. On trace sur un même graphique la transmittance totale $T(\lambda)$ et $\bar{T}(\lambda)$ pour une grande longueur $L=100\text{m}$:

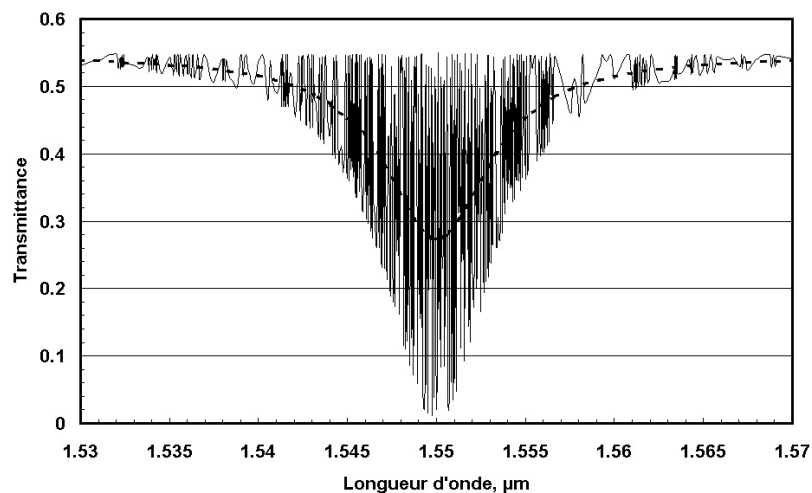


Figure II-9 : Evolution de $T(\lambda)$ (en trait plein) et $\bar{T}(\lambda)$ (en pointillée) en fonction de la longueur d'onde pour $L=100\text{m}$.

On peut zoomer autour de la longueur d'onde de synchronisme (ici $1,55\mu\text{m}$), de façon à bien observer l'évolution de $T(\lambda)$:

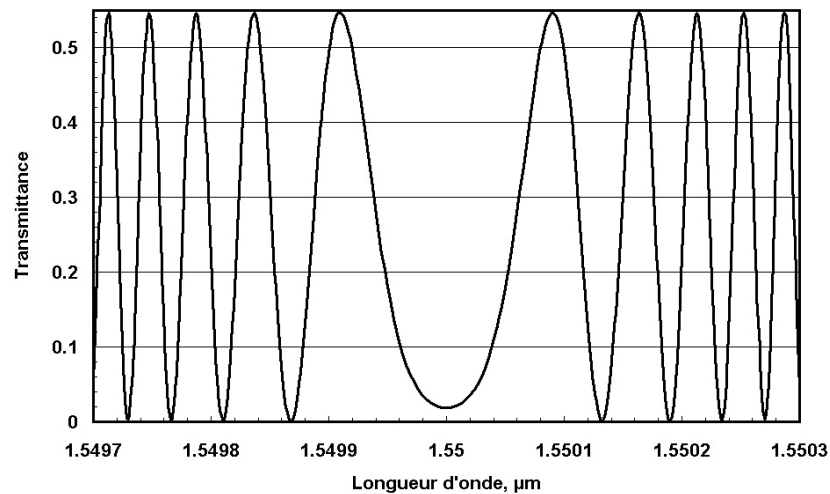


Figure II-10 : Zoom de l'évolution de $T(\lambda)$ autour de λ_0 ($L=100\text{m}$).

On retrouve une alternance d'oscillations symétriques par rapport à la longueur d'onde de synchronisme. La demi-largeur spectrale à mi-hauteur du maximum principal de la transmittance (centré à $\lambda_0=1,55\mu\text{m}$) vaut $0,06\text{nm}$, valeur quasi égale à la valeur donnée par le calcul numérique ($0,067\text{nm}$).

Un autre résultat important concerne la transmittance effectivement mesurée dans le cas du synchronisme. La **figure II-9** montre que pour un tronçon long de FDCC, la transmittance propre effectivement mesurée est au synchronisme égale à la moitié de celle qui a lieu très loin de celui-ci, soit :

$$\bar{T}_{\text{FDCC}}(\lambda = \lambda_0) = \frac{1}{2} \bar{T}_{\text{FDCC}}(\lambda \ll \lambda_0 \text{ ou } \lambda \gg \lambda_0) \quad [\text{II-61}]$$

Les valeurs donnent bien $\bar{T}_{\text{FDCC}}(\lambda = \lambda_0) = 0,27 = \frac{1}{2} \bar{T}_{\text{FDCC}}(\lambda \ll \lambda_0 \text{ ou } \lambda \gg \lambda_0) = \frac{1}{2} 0,54$.

Nous pouvons dire que l'effet moyen du couplage est de répartir de façon égale la puissance initiale entre les deux modes élémentaires.

III.4 Validation expérimentale

De façon à vérifier expérimentalement les résultats théoriques, un tronçon de 20m de FDCC a été soudé à deux fibres du type SMF-28 en respectant le schéma donné par la **figure II-7**. L'injection et la détection de puissance se font uniquement dans le cœur central. Ces données seront conservées pour toutes les validations expérimentales. La mesure de la transmittance obtenue à l'aide d'un analyseur spectral donne :

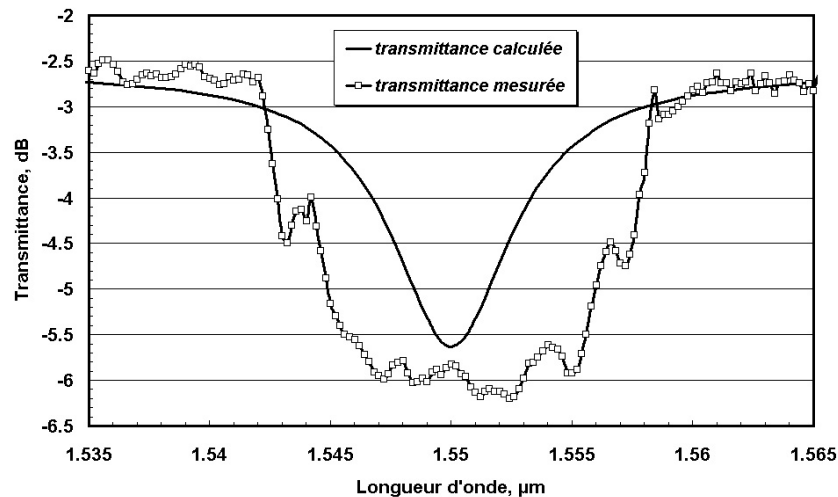


Figure II-11 : Transmittance de la FDCC calculée et mesurée avec injection et détection dans le cœur central; L=20m.

La courbe calculée est issue de l'équation [II-60]. On note un accord satisfaisant entre l'expérience et la simulation. L'atténuation maximale est de l'ordre de 3,5dB et la largeur à la base est égale à 16-17nm. Quant aux pertes de raccordements, elles s'élèvent à 2,7dB. Les fluctuations de la courbe expérimentales sont attribuées à la qualité de l'enroulement, des connexions et du fibrage. De plus, ces détériorations élargissent la bande passante du filtre.

IV. Notion de Dispersion chromatique

IV.1 Rappels théoriques

Nous avons vu dans le Chapitre premier (paragraphe IV.3) la possibilité de déterminer la dispersion chromatique d'un mode unique dans une fibre optique. Or, les structures à deux cœurs concentriques supportent un minimum de deux modes appelés supermodes, rendant les évaluations simultanées de la D_{ch} impossibles par l'équation classique [I-12]. Par conséquent, il convient de redéfinir cette notion par une nouvelle définition rendant compte de l'évolution de la D_{ch} de tout un module de dispersion, formé par une FDCC connectée à chaque extrémité à une fibre de ligne (SMF-28 ou NZ-DSF).

IV.2 Expression approchée de la dispersion chromatique des supermodes de la FDCC

Le domaine de longueur d'onde utilisé dans ce paragraphe est supposé suffisamment petit pour que les indices effectifs des modes élémentaires de la FDCC varient linéairement autour de la longueur d'onde de synchronisme λ_0 , celle pour laquelle ces indices effectifs sont égaux (noté n_{e0}). Nous pouvons donc écrire les indices effectifs des modes élémentaires sous la forme suivante (cf. Eqs. [II-18] et [II-19]) :

$$\begin{cases} n_{eI} = n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0) \\ n_{eII} = n_{e0} - p_2(\lambda - \lambda_0) \end{cases}$$

D'après l'Annexe 1, les indices effectifs des supermodes ont pour relations :

$$\begin{cases} n_{eI} = n_{ec} - \left(\frac{p_1 + p_2}{2}\right)(\lambda - \lambda_0) + \sqrt{K'^2 + \left(\frac{p_1 - p_2}{2}\right)^2 (\lambda - \lambda_0)^2} \\ n_{eII} = n_{ec} - \left(\frac{p_1 + p_2}{2}\right)(\lambda - \lambda_0) - \sqrt{K'^2 + \left(\frac{p_1 - p_2}{2}\right)^2 (\lambda - \lambda_0)^2} \end{cases} \quad \text{[II-62]}$$

$$\text{avec } K' = K/k_0$$

Par définition la dispersion chromatique d'un mode est donnée par l'équation [I-12]. Pour le supermode fondamental le calcul donne :

$$D_{\text{chI}} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{ef}}}{d\lambda^2} = -\left(\frac{p_1 - p_2}{2}\right)^2 \frac{K'^2}{\left[K'^2 + \left(\frac{p_1 - p_2}{2}\right)^2 (\lambda - \lambda_0)^2\right]^{3/2}} \frac{\lambda}{c} \quad [\text{II-63}]$$

Cette quantité est négative. La D_{ch} du second supermode, obtenue par un calcul similaire, lui est égale en valeur absolue mais de signe opposé :

$$D_{\text{chII}} = -D_{\text{chI}} \quad [\text{II-64}]$$

Traçons sur un même graphique, l'évolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental donnée par l'équation ci-dessus [II-63] et celle issue du calcul numérique travaillant avec la méthode des éléments finis. A ces deux courbes est rajoutée une troisième extraite de la littérature. En effet, par le passé, Peschel *et al* [II-6] ont défini une relation basée de la même manière sur le formalisme des supermodes, permettant de déterminer D_{chI} et D_{chII} pris séparément. La formule donne:

$$D_{\text{ch}/\text{II}} = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \left(D_0 \pm \frac{1}{4K} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right)^2 \times \left[\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4K^2} \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right)^2 + 1 \right]^{-3/2} \right) \quad [\text{II-65}]$$

avec D_0 la dispersion du matériau en ps^2/km , ω la pulsation, K le coefficient de couplage à λ_0 et v_i la différence de groupe de chaque guide élémentaire à λ_0

A noter la relation suivante incluant les pentes des indices effectifs des modes fondamentaux des deux guides élémentaires :

$$\left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{\lambda_0}{c} (p_1 - p_2) \approx 3,15 \cdot 10^{-8} \text{ ps / nm}$$

Au final on obtient la **figure II-12** :

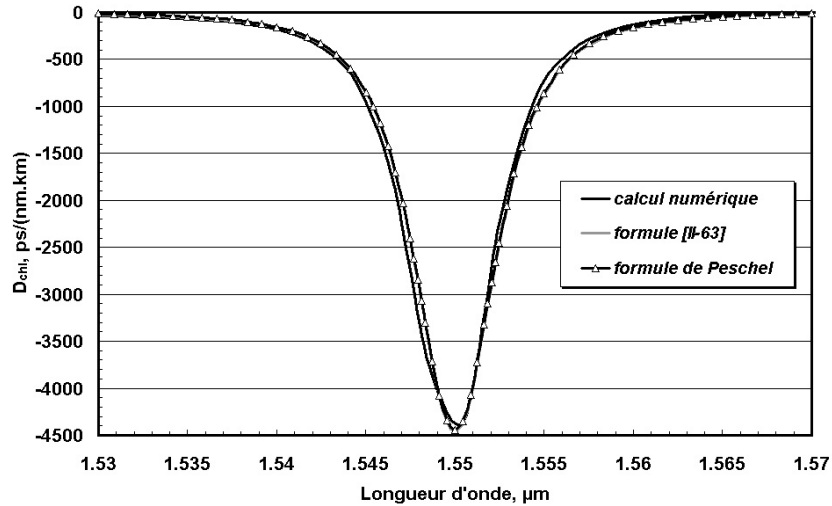


Figure II-12 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental (D_{chI}) déterminées par trois méthodes différentes.

On peut noter la très bonne concordance entre les trois méthodes. Les données issues de notre équation [II-63] et celles de Peschel sont identiques, validant ainsi nos calculs. La dispersion du supermode fondamental passe par une valeur minimale qui correspond à la longueur d'onde de synchronisme λ_0 . Le minimum de dispersion chromatique peut être alors donné d'après l'équation [II-63] par :

$$D_{chI}(\lambda = \lambda_0) = -\frac{2\pi}{K} \left(\frac{p_1 - p_2}{2} \right)^2 \quad [\text{II-66}]$$

L'application numérique donne : $D_{chI}(\lambda = \lambda_0) = -4445 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ alors qu'avec la méthode numérique on trouve une valeur très proche de $-4340 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. L'intérêt de cette formule est qu'elle permet une étude rapide de l'influence des caractéristiques opto-géométriques de la fibre sur la dispersion de ses supermodes.

IV.3 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » d'une FDCC

Par le terme « Mesure en vue de la dispersion chromatique » on entend ici l'expérience utilisée pour cette mesure consistant à moduler la puissance injectée dans la fibre et à comparer les phases des modulations aux deux extrémités (méthode du retard de phase [II-7]). Grâce à cette étude nous serons capable de donner l'évolution de la D_{ch} selon la

présence d'un ou deux supermodes, donc en prenant en compte les conditions d'injection initiales (notion de D_{ch} d'un module).

Le signal de modulation en sortie est en retard par rapport au signal de modulation en entrée. Soit :

$$\begin{cases} P(z=0) = \bar{P}(z=0)[1 + M \cos(\Omega t)] \\ P(z=L) = \bar{P}(z=L)[1 + M \cos(\Omega t - \Phi)] \end{cases} \quad [\text{II-67}]$$

avec : $\Phi = \Omega \frac{L}{V_g}$ le déphasage total, M le taux de modulation supposé faible et Ω la fréquence de modulation

La dispersion chromatique est alors obtenue par :

$$D_{ch} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{V_g} \right) = \frac{1}{\Omega L} \frac{d}{d\lambda} (\Phi) \quad [\text{II-68}]$$

IV.3.1 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » avec excitation d'un seul supermode

Si on considère la FDCC (supposée ici sans atténuation) isolément et si on injecte la puissance P_d en son début ($z=0$) uniquement selon le supermode fondamental, on peut écrire :

$$P_d = a_{1d}^2 (1 + M \cos(\Omega t)) (P_{m1} = 1) \quad [\text{II-69}]$$

Le taux M de modulation est supposé faible pour permettre la linéarisation des calculs qui suivent. Si l'on explicite ici la variation harmonique en utilisant $\bar{\omega}$ comme la pulsation de la porteuse, le champ correspondant est de la forme :

$$\epsilon_d = a_{1d} \left(1 + \frac{M}{2} \cos(\Omega t) \right) \psi_1 \exp^{j\bar{\omega}t} \quad [\text{II-70}]$$

$$\text{soit } \epsilon_d = a_{1d} \left(\exp^{j\bar{\omega}t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\bar{\omega}+\Omega)t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\bar{\omega}-\Omega)t} \right) \psi_1$$

Le champ en fin de fibre est de la forme :

$$\varepsilon_f = a_{If} \left(\exp^{j(\varpi t - \bar{\beta}_1 L)} + \frac{M}{4} \exp^{j \left[(\varpi + \Omega)t - \left(\bar{\beta}_1 + \frac{d\beta_1}{d\omega} \Omega \right) L \right]} + \frac{M}{4} \exp^{j \left[(\varpi - \Omega)t - \left(\bar{\beta}_1 - \frac{d\beta_1}{d\omega} \Omega \right) L \right]} \right) \Psi_I$$

avec $\bar{\beta}_1$ la constante de propagation du supermode fondamental à la longueur d'onde de la porteuse

$$\text{On obtient : } \varepsilon_f = a_{If} \left(1 + \frac{M}{2} \cos \left[\Omega t - \left(\frac{d\beta_1}{d\omega} \Omega \right) L \right] \right) \Psi_I \exp^{j(\varpi t - \bar{\beta}_1 L)}$$

On retrouve la forme prévue de la puissance à la fin de la fibre :

$$P_f = a_{If}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi]) (P_{m1} = 1) \text{ avec } \Phi = \Omega L \frac{d\beta_1}{d\omega} = \Omega L \frac{1}{V_{g1}}$$

La dispersion « mesurée » est donc bien celle attendue :

$$D_{chl} = \frac{1}{\Omega L} \frac{d}{d\lambda} (\Phi) = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{V_{g1}} \right) \quad [\text{II-71}]$$

IV.3.2 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » en présence des deux supermodes

Dans ce paragraphe l'injection de puissance dans la FDCC est faite maintenant selon une combinaison des deux supermodes. Le suivi du champ total de l'entrée jusqu'à la fin de la FDCC donne avec le formalisme des supermodes :

$$\text{En début de fibre} \quad \varepsilon_d = [a_{Id} \Psi_I + a_{IId} \Psi_{II}] \left[1 + \frac{M}{2} \cos(\Omega t) \right] \exp^{j\varpi t}$$

$$\varepsilon_d = a_{Id} \left(\exp^{j\varpi t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\varpi + \Omega)t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\varpi - \Omega)t} \right) \Psi_I + a_{IId} \left(\exp^{j\varpi t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\varpi + \Omega)t} + \frac{M}{4} \exp^{j(\varpi - \Omega)t} \right) \Psi_{II}$$

En fin de fibre : le champ peut être évalué en exploitant les calculs du paragraphe précédent pour chacun des supermodes et en tenant compte de l'invariance des coefficients modaux ($a_{Id}=a_{If}$ et $a_{IId}=a_{IIIf}$), d'où :

$$\varepsilon_f = a_{Id} \left(1 + \frac{M}{2} \cos[\Omega t - \Phi_I] \right) \psi_I \exp^{j(\omega t - \bar{\beta}_I L)} + a_{IId} \left(1 + \frac{M}{2} \cos[\Omega t - \Phi_{II}] \right) \psi_{II} \exp^{j(\omega t - \bar{\beta}_{II} L)}$$

les retards Φ_I et Φ_{II} étant les retards respectifs des deux supermodes :

$$\Phi_I = \left(\frac{d\beta_I}{d\omega} \Omega \right) L \quad \text{et} \quad \Phi_{II} = \left(\frac{d\beta_{II}}{d\omega} \Omega \right) L$$

La puissance en fin de FDCC a pour expression :

$$P_s = \left\{ \begin{array}{l} a_{Id}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_I]) \\ + a_{IId}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_{II}]) \\ + 2a_{Id} a_{IId} \left\{ 1 + M \cos \left[\Omega t - \left(\frac{\Phi_I + \Phi_{II}}{2} \right) \right] \cos \left(\frac{\Phi_I - \Phi_{II}}{2} \right) \right\} \cos(\Delta L) \end{array} \right\} (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-72}]$$

avec $\Delta = \bar{\beta}_{II} - \bar{\beta}_I$

Avec les conditions de fibre longue et de source ayant une certaine largeur, la puissance effectivement mesurée en fin de fibre devient :

$$\bar{P}_s = \left\{ \begin{array}{l} a_{Id}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_I]) \\ + a_{IId}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_{II}]) \end{array} \right\} (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-73}]$$

La question est de savoir quelle sera la phase mesurée. Pour cela, il est nécessaire de mettre cette puissance sous la forme canonique suivante :

$$\bar{P}_s = A_{mes} \{ 1 + M_{mes} \cos[\Omega t - \Phi_{mes}] \} (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-74}]$$

Ceci est possible à condition de poser :

$$\begin{cases} A_{\text{mes}} = a_{\text{Id}}^2 + a_{\text{II d}}^2 \\ A_{\text{mes}} M_{\text{mes}} \cos(\Phi_{\text{mes}}) = M \left[a_{\text{Id}}^2 \cos \Phi_{\text{I}} + a_{\text{II d}}^2 \cos \Phi_{\text{II}} \right] \\ A_{\text{mes}} M_{\text{mes}} \sin(\Phi_{\text{mes}}) = M \left[a_{\text{Id}}^2 \sin \Phi_{\text{I}} + a_{\text{II d}}^2 \sin \Phi_{\text{II}} \right] \end{cases} \quad [\text{II-75}]$$

Le calcul de la dérivée $d\Phi_{\text{mes}}/d\lambda$ peut se faire à partir de celui de la tangente. Ce calcul est détaillé en **Annexe 2**. Il est utile d'introduire le rapport entre les coefficients modaux en début de fibre :

$$\rho_{\text{d}} = \frac{a_{\text{II d}}}{a_{\text{Id}}} \quad [\text{II-76}]$$

Ce rapport est a priori une fonction de la longueur d'onde si les deux supermodes sont présents. Puisque les dispersions propres des deux supermodes (étudiés isolément) sont égales en valeur absolue et de signe opposé, il en est de même des dérivées de Φ_{I} et Φ_{II} .

Le calcul définitif de la dispersion chromatique du module (notée D_{mod}) donne :

$$D_{\text{mod}} = \frac{1}{\Omega L} \frac{d}{d\lambda} (\Phi_{\text{mes}}) = \frac{1}{\Omega L} \frac{\left[\frac{d\Phi_{\text{I}}}{d\lambda} (1 - \rho_{\text{d}}^4) + \frac{d\rho_{\text{d}}^2}{d\lambda} \sin(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}}) \right]}{\left[1 + \rho_{\text{d}}^4 + 2\rho_{\text{d}}^2 \cos(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}}) \right]} \quad [\text{II-77}]$$

On peut montrer que cette formule est cohérente avec les résultats précédents car en effet :

- 1) si seul le supermode fondamental est excité en début de fibre :

$$\text{quelle que soit la longueur d'onde, on a } \rho_{\text{d}} = 0 \Rightarrow D_{\text{mod}} = D_{\text{chI}}.$$

- 2) si seul le second supermode est excité en début de fibre :

$$\text{quelle que soit la longueur d'onde, on a } \rho_{\text{d}} = \infty \Rightarrow D_{\text{mod}} = D_{\text{chII}}.$$

- 3) Si les deux supermodes sont présents, il faut tenir compte alors de l'évolution du rapport ρ_{d} .

Pour mieux comprendre l'équation [II-77], l'évolution spectrale des deux quantités X et Y est tracée pour diverses valeurs de $(\Phi_{II} - \Phi_I)$:

$$D_{\text{mod}} = XD_{\text{chl}} + \frac{1}{\Omega L} Y \text{ avec } \begin{cases} X = \frac{1 - \rho_d^4}{1 + \rho_d^4 + 2\rho_d^2 \cos(\Phi_{II} - \Phi_I)} \\ Y = \frac{\sin(\Phi_{II} - \Phi_I)}{1 + \rho_d^4 + 2\rho_d^2 \cos(\Phi_{II} - \Phi_I)} \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \end{cases} \quad [\text{II-78}]$$

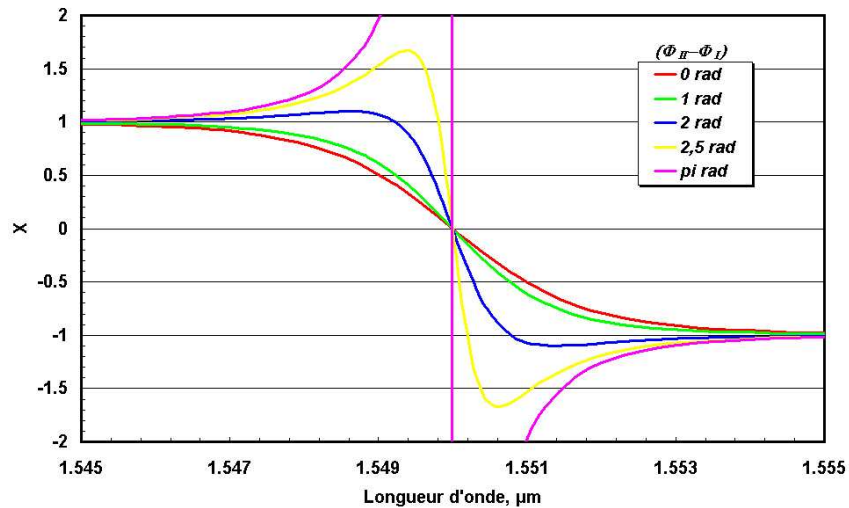


Figure II-13 : Evolution spectrale de X suivant la longueur d'onde paramétrée par les valeurs de $(\Phi_{II} - \Phi_I)$.

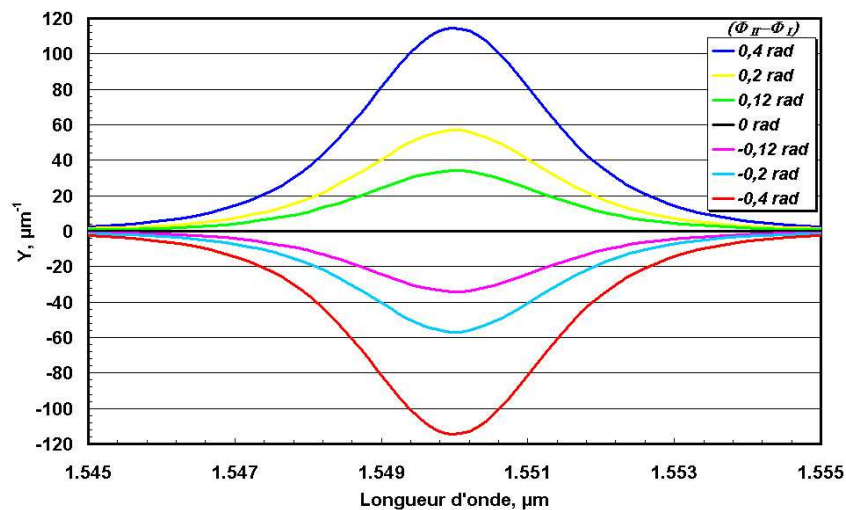


Figure II-14 : Evolution spectrale de Y suivant la longueur d'onde paramétrée par les valeurs de $(\Phi_{II} - \Phi_I)$.

Les courbes ci-dessus montrent la très grande variation possible, suivant la valeur de la phase, de ces quantités X et Y ainsi que le changement de signe de X au voisinage du synchronisme (pour une valeur de phase fixée).

IV.3.3 « Mesure en vue de la dispersion chromatique » avec injection et extraction par des fibres unimodales (module)

On considère maintenant le dispositif complet utilisé pour étudier précédemment le filtrage avec une FDCC. Le champ total dans la position s (en sortie) donne :

$$\varepsilon_s = a_{\text{id}} a_{\text{id}} \left(1 + \frac{M}{2} \cos[\Omega t - \Phi_I] \right) \psi_0 \exp^{j(\omega t - \bar{\beta}_I L)} + a_{\text{iid}} a_{\text{iid}} \left(1 + \frac{M}{2} \cos[\Omega t - \Phi_{\text{II}}] \right) \psi_0 \exp^{j(\omega t - \bar{\beta}_{\text{II}} L)}$$

Ce qui donne pour le calcul de la puissance :

$$\bar{P}_s = \left\{ a_{\text{id}}^4 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_I]) + a_{\text{iid}}^4 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_{\text{II}}]) \right\} (P_{m0} = 1) \quad [\text{II-79}]$$

Le calcul fait dans l'Annexe 2 peut alors être reconduit avec cette nouvelle expression de la puissance. Le résultat final de la D_{ch} du module est alors le suivant :

$$D_{\text{mod}} = \frac{1}{\Omega L} \frac{d}{d\lambda} (\Phi_{\text{mes}}) = \frac{1}{\Omega L} \left[\frac{\frac{d\Phi_I}{d\lambda} (1 - \rho_d^8) + \frac{d\rho_d^4}{d\lambda} \sin(\Phi_{\text{II}} - \Phi_I)}{[1 + \rho_d^8 + 2\rho_d^4 \cos(\Phi_{\text{II}} - \Phi_I)]} \right] \quad [\text{II-80}]$$

En comparaison avec la dispersion chromatique d'un mode, cette nouvelle définition correspond (à la pulsation de modulation près) à la variation spectrale du déphasage entre le mode sortant de la fibre unimodale et le mode entrant par l'autre fibre unimodale, le tout divisé par la longueur qui sépare les deux positions où les déphasages sont observés. Cette définition est valable quelque soit les conditions d'injection et d'extraction imposées par les fibres unimodales.

Maintenant, en gardant comme hypothèse d'injection initiale ($z=0$) que le champ de la fibre unimodale n'excite que le seul mode élémentaire associé au cœur central (soit $0 < a_{1d}^2 \leq 1$ et $a_{2d}^2 \approx 0$) et en conservant nos valeurs numériques liées au profil d'indice de réfraction étudié, on peut tracer l'évolution de D_{mod} en fonction de la longueur d'onde d'après l'équation finale [II-80] :

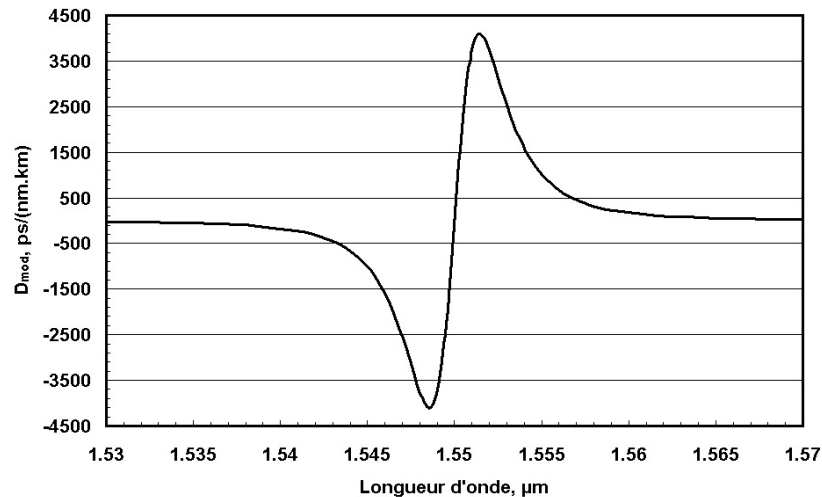


Figure II-15 : Evolution de D_{mod} en fonction de la longueur d'onde en présence des deux supermodes.

Nous constatons d'après ce graphique que la D_{mod} s'annule à la longueur d'onde de synchronisme (ici $\lambda_0=1,55\mu\text{m}$). De plus, autour de cette longueur d'onde particulière, la D_{mod} passe très rapidement d'une valeur minimale négative à une valeur maximale positive, valeurs égales en valeur absolue ($\approx 4100\text{ps}/(\text{nm.km})$). Dans notre exemple, ce passage se fait sur un intervalle spectral étroit de l'ordre de 3nm, ceci étant dû au caractère dissymétrique du profil d'indice de réfraction retenu pour l'étude.

IV.4 Comparaison de l'évolution de la dispersion chromatique en présence d'un ou deux supermodes

Pour terminer cette étude, nous traçons sur un même graphique l'évolution de D_{mod} en présence du supermode fondamental seul et en présence des deux supermodes (cf. **figure II-16**). Nous constatons que la valeur minimale négative des deux courbes est voisine ($-4100\text{ps}/(\text{nm.km})$ contre $-4445\text{ps}/(\text{nm.km})$) avec un très léger décalage en longueur d'onde de λ_0 (ici de l'ordre de 1,3nm). De plus les pentes décroissantes (zone précédant le pic de dispersion chromatique minimale) des deux courbes ont des valeurs quasi identiques.

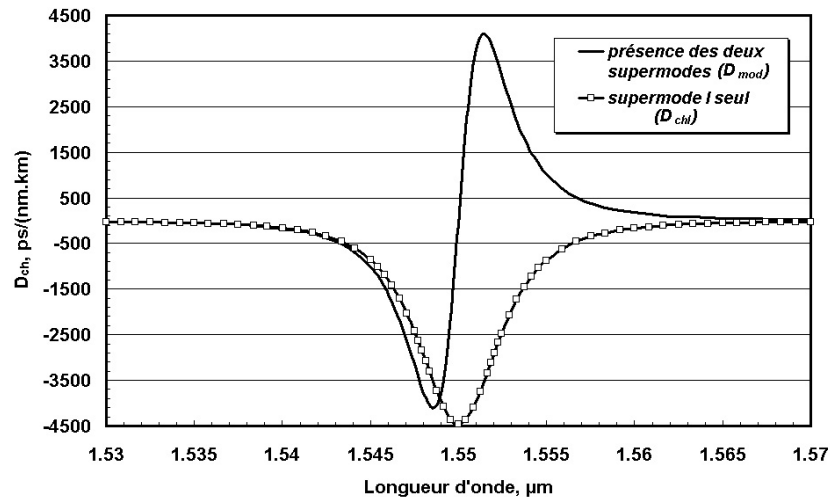


Figure II-16 : Evolution de la dispersion chromatique en présence des deux supermodes (D_{mod} avec injection et détection dans le cœur central) et en présence du seul supermode fondamental (D_{chI}).

Par conséquent, d’après toutes ces remarques, pour les parties simulations (Chapitre troisième et quatrième) nous prendrons en compte uniquement la dispersion chromatique du seul supermode fondamental pour simplifier les calculs. En effet les grandeurs qui devront être étudiées et optimisées seront la valeur de dispersion chromatique minimale et la pente négative de la dispersion chromatique située en amont de la zone d’accord de phase, valeurs qui dans les deux cas sont les mêmes à une différence minimale près.

IV.5 Validation expérimentale

La partie expérimentale suit la même configuration que celle indiquée au paragraphe III-4 (on rappelle : injection et détection dans le cœur central). La mesure est effectuée sur l’appareil commercial E.G.&G. CD300¹ qui fonctionne sur la méthode du retard de phase, méthode sur laquelle la théorie précédente est basée.

On obtient alors la **figure II-17**.

¹ La précision de cet appareil étant de 0,1ps/(nm.km), les erreurs commises sur la mesure ne seront pas représentées afin de ne pas surcharger les graphiques inutilement. De plus, il est à noter que les valeurs sont mesurées tous les 2nm.

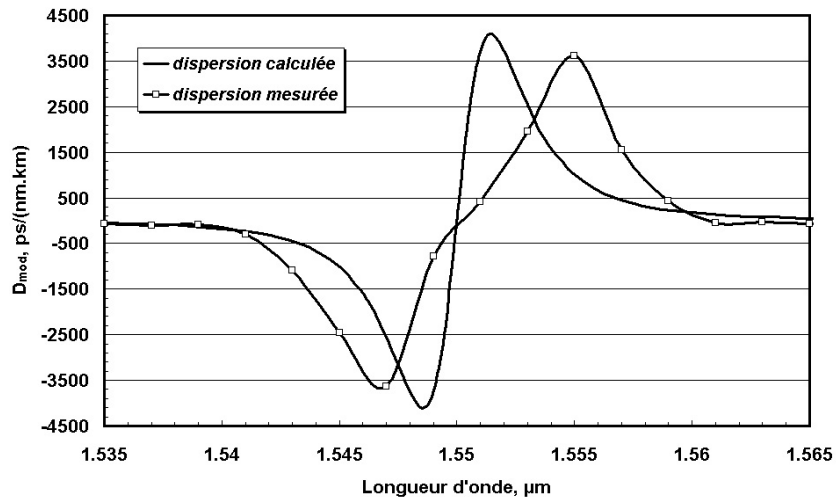


Figure II-17 : Evolution de D_{mod} calculée et mesurée en fonction de la longueur d'onde; Injection et détection dans le cœur central de la FDCC.

Une nouvelle fois, on note un accord satisfaisant entre l'expérience et la simulation. Le minimum de dispersion atteint $-3650 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ en mesure contre les $-4100 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ théorique. De plus, l'écart entre les deux maxima est passé de 3 nm à 8 nm . Ces différences sont dues aux variations des paramètres opto-géométriques durant le fibrage (même si ici la longueur utilisée est faible) et à la qualité de l'enroulement et des connexions.

Ce résultat valide complètement la théorie et démontre bien que l'injection en entrée de la FDCC est un facteur clé. Ainsi, dans notre cas présent, les deux supermodes sont guidés autour de la longueur d'onde de phase matching (de la même façon qu'au paragraphe relatif au filtrage) et participent à l'évolution de la dispersion chromatique. Lorsque leurs indices effectifs sont suffisamment différents (pour $\lambda \gg$ et \ll à λ_0), alors respectivement seul le supermode fondamental puis le second supermode demeurent de part l'injection centrée.

V. Relation entre la dispersion chromatique et la dérivée de la transmittance

V.1 Observation

L'idée est de réfléchir à une relation entre les deux effets étudiés dans les parties précédentes, à savoir le filtrage et la dispersion chromatique (idée à raccrocher aux relations de Kramers-Krönig). En effet, dans les deux cas, le même schéma d'étude est appliqué (cf. **figure II-7**) et le passage d'énergie d'un cœur à l'autre se trouve être à l'origine des propriétés singulières de ces fibres à deux cœurs concentriques. Nous allons donc reformuler les expressions trouvées préalablement et les comparer pour tenter d'en dégager une relation mathématique.

V.2 Expression de la dérivée de la transmittance

Au paragraphe III.3.4, nous avons déterminé l'équation [II-60] donnant l'expression de la transmittance d'un filtre formé par deux fibres unimodales et entourant un tronçon long de FDCC. Cette expression peut être reformulée plus simplement à l'aide des coefficients modaux (cf. Eq. [II-12]) issus de la théorie des modes couplés. On obtient alors :

$$\begin{aligned}\bar{T}(\lambda) &= b_{II}^2 + b_{III}^2 - 2b_{II}^2 b_{III}^2 = (b_{II}^2 - b_{II}^2 b_{III}^2) + (b_{III}^2 - b_{II}^2 b_{III}^2) \\ &= b_{II}^2 (1 - b_{III}^2) + b_{III}^2 (1 - b_{II}^2) = b_{II}^4 + b_{III}^4\end{aligned}\quad [\text{II-81}]$$

soit :

$$\bar{T}(\lambda) = \frac{a_{Id}^4}{2} \left[1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2S} \right)^2 \right] \quad [\text{II-82}]$$

La dérivée de cette équation donne après calcul :

$$\frac{d\bar{T}}{d\lambda} = \frac{a_{Id}^4}{2} \frac{K^2}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right]^2} \left[\frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right] \quad [\text{II-83}]$$

Sachant que $\Delta\beta = -\frac{2\pi}{\lambda}(p_2 - p_1)(\lambda - \lambda_0)$ on obtient $\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 = -\frac{\Delta\beta}{2}\left[2\pi(p_2 - p_1)\frac{\lambda_0}{\lambda^2}\right]$.

Autour de λ_0 , cette quantité peut être approximée par $\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \approx -\frac{\Delta\beta}{2\lambda_0}[2\pi(p_2 - p_1)]$. En définitive, l'expression [II-83] devient :

$$\frac{d\bar{T}}{d\lambda} = \frac{a_{1d}^4}{4}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 (p_1 - p_2)^2 \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{K^2}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2\right]^2} \right\} \quad [\text{II-84}]$$

Le dernier terme entre crochets met en évidence la variation avec la longueur d'onde dépendant explicitement de la quantité $\Delta\beta$.

V.3 Expression de la dispersion chromatique mesurée

De la même façon, nous allons reformuler l'expression de la dispersion chromatique et faire apparaître le même terme entre crochets que celui de l'équation ci-dessus. Au paragraphe IV.3.3, il a été établi la relation suivante (Eq. [II-80]) :

$$D_{\text{mod}} = \frac{D_{\text{chl}}(1 - \rho_d^8) + \frac{1}{\Omega L} \frac{d\rho_d^4}{d\lambda} \sin(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}})}{1 + \rho_d^8 + 2\rho_d^4 \cos(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}})}$$

avec l'expression reformulée du paragraphe IV.2: $D_{\text{chl}} = -\frac{2\pi}{c}\left(\frac{p_1 - p_2}{2}\right)^2 \frac{K^2}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2\right]^{3/2}}$.

Si l'on admet que le déphasage $(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}})$ est faible on a alors :

$$\begin{cases} \cos(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}}) \approx 1 \\ \sin(\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}}) \approx \Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}} \end{cases} \quad [\text{II-85}]$$

d'où l'équation [II-80] devient :

$$D_{\text{mod}} \approx \underbrace{\frac{D_{\text{chl}}(1-\rho_d^8)}{1+\rho_d^8+2\rho_d^4}}_{D_{\text{gauche}}} + \underbrace{\frac{1}{\Omega L} \frac{d\rho_d^4}{d\lambda} (\Phi_{\text{II}} - \Phi_{\text{I}})}_{D_{\text{droite}}} \quad [\text{II-86}]$$

Nous allons maintenant reformuler les deux fractions composant D_{mod} afin de réaliser une comparaison avec la dérivée de la transmittance.

V.3.1 Reformulation de la fraction de gauche

Les relations trouvées avec la théorie des modes couplés permettent d'écrire :

$$\rho_d^4 = \left(\frac{a_{\text{IIId}}}{a_{\text{Id}}} \right)^4 = \left(\frac{b_{\text{III}}}{b_{\text{II}}} \right)^4 = \left[\frac{1 + \frac{\Delta\beta}{2S}}{1 - \frac{\Delta\beta}{2S}} \right]^2 \quad [\text{II-87}]$$

d'où, après calcul, il vient :

$$D_{\text{droite}} = \frac{\pi^2}{c} \frac{(p_1 - p_2)^3}{\lambda_0} \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{K^2}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right] \left[K^2 + 2 \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right]} \right\} \quad [\text{II-88}]$$

V.3.2 Reformulation de la fraction de droite

De la même façon que ci-dessus, on remplace ρ_d par sa valeur puis on développe l'expression. Après calcul il vient :

$$D_{\text{gauche}} = \frac{\pi^2}{c} \frac{(p_1 - p_2)^3}{\lambda_0} \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{K^4}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right] \left[K^2 + 2 \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right]^2} \right\} \quad [\text{II-89}]$$

V.3.3 Expression finale

Connaissant les équations [II-88] et [II-89], il vient au final :

$$\begin{aligned}
 D_{\text{mod}} = \frac{\pi^2 (p_1 - p_2)^3}{c \lambda_0} & \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{K^2}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right] \left[K^2 + 2 \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right]} \right\} \\
 + \frac{\pi^2 (p_1 - p_2)^3}{c \lambda_0} & \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{K^4}{\left[K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right] \left[K^2 + 2 \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right)^2 \right]^2} \right\}
 \end{aligned} \tag{II-90}$$

V.4 Comparaison des expressions et interprétation

Les expressions [II-84] et [II-90] font apparaître des termes entre crochets légèrement différents. Néanmoins, si on se place autour de la longueur d'onde de synchronisme, c'est-à-

dire si $\left| \frac{\Delta\beta}{2} \right|^2 \ll K^2$ (car $\Delta\beta \rightarrow 0$), il vient :

$$\begin{cases}
 \frac{d\bar{T}}{d\lambda} \approx \frac{a_{1d}^4}{4} \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 (p_1 - p_2)^2 \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{1}{K^2} \right\} \\
 D_{\text{mod}} \approx \frac{\pi^2 (p_1 - p_2)^3}{c \lambda_0} \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{1}{K^2} \right\} + \frac{\pi^2 (p_1 - p_2)^3}{c \lambda_0} \left\{ (\lambda - \lambda_0) \frac{1}{K^2} \right\}
 \end{cases} \tag{II-91}$$

Par conséquent une relation simple de proportionnalité apparaît entre la dérivée de la transmittance et la dispersion chromatique autour de la longueur d'onde de synchronisme :

$$\boxed{D_{\text{mod}} \approx \frac{2(p_1 - p_2)\lambda_0}{a_{1d}^4 c} \times \frac{d\bar{T}}{d\lambda}} \tag{II-92}$$

Pour bien comprendre cette relation, nous traçons sur un même graphique la dispersion chromatique du module définie par l'équation initiale [II-80] ainsi que celle évaluée à partir de la dérivée de la transmittance (Eq. [II-92]).

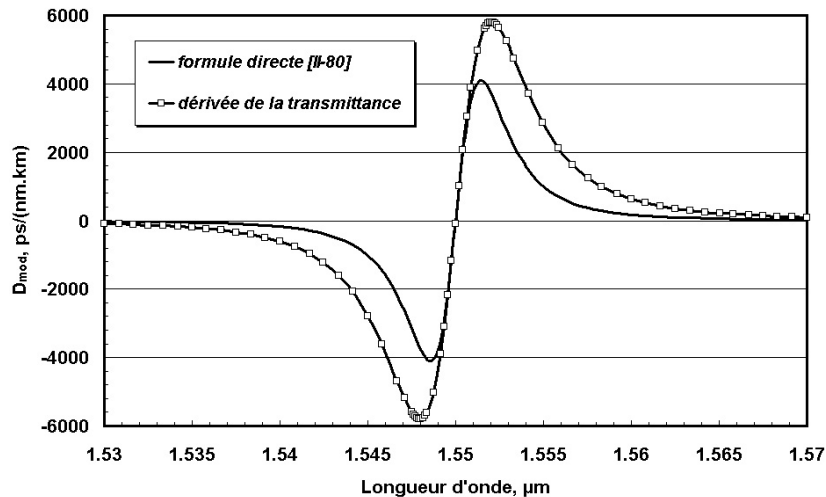


Figure II-18 : Comparaison des évolutions de D_{mod} calculée d'après la formule directe et la dérivée de la transmittance.

Ces courbes mettent en relief la similitude des évolutions en présence des deux supermodes autour de la longueur d'onde de synchronisme (c'est-à-dire quand l'hypothèse $\left| \frac{\Delta\beta}{2} \right|^2 \ll K^2$ est vérifiée). Cette proportionnalité est de moins en moins satisfaite au fur et à mesure que l'on s'éloigne de λ_0 . C'est pour cela que la valeur absolue des maxima passe de 4100ps/(nm.km) à 5800ps/(nm.km), ce qui correspond à une erreur de 41%. Néanmoins, cette relation de proportionnalité entre la dispersion chromatique et la dérivée de la transmittance peut être un nouveau moyen simple et rapide pour évaluer l'évolution de la dispersion dans une fibre à deux cœurs concentriques, notamment lors des phases de test pour caler les paramètres opto-géométriques de la fibre à réaliser.

V.5 Validation expérimentale

Dans ce dernier paragraphe, les deux courbes expérimentales relatives à la mesure de la transmittance et à la dispersion chromatique, sont reportées sur un même graphique afin d'illustrer leur complémentarité.

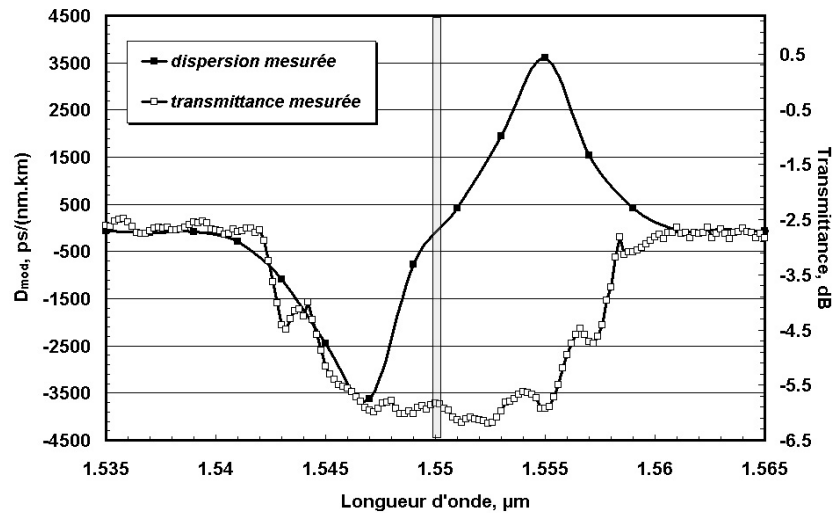


Figure II-19 : Comparaison des évolutions expérimentales de la dispersion chromatique et de la transmittance du module en fonction de la longueur d'onde.

A la vue des deux courbes, on voit très clairement que la longueur d'onde d'accord de phase (représentée en grisée sur la figure) correspond bien à la longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique s'annule mais aussi à la longueur d'onde centrale du filtre. De plus, la largeur à la base du filtre concorde avec la zone où la dispersion chromatique change brutalement d'allure.

Il ne reste plus qu'à calculer la dispersion chromatique à partir de la transmittance mesurée en appliquant la formule [II-92]. Pour cela, dans un premier temps, on approxime la transmittance par une courbe gaussienne (cf. **figure II-20(a)**). Puis, après une conversion linéaire suivie d'une dérivée numérique on aboutit au résultat final représenté sur la **figure II-20(b)** :

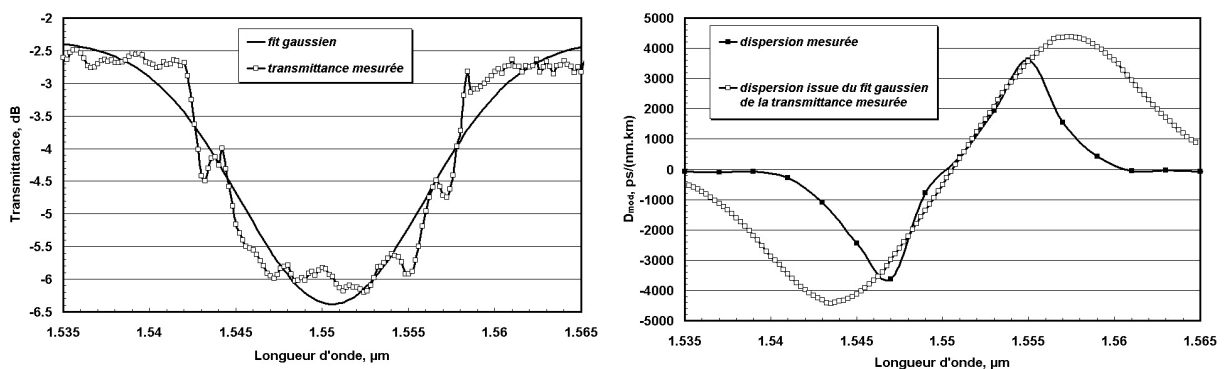


Figure II-20 : (a) Courbe de transmittance mesurée et son approximation gaussienne; (b) Courbe de D_{mod} mesurée directement et celle déterminée à partir de l'approximation gaussienne de la transmittance expérimentale.

La courbe de dispersion chromatique issue de l'équation [II-92] s'annule bien à la longueur d'onde de phase matching. Elle présente des coefficients de dispersion, en valeur absolue, de 4500ps/(nm.km) soit une augmentation de 25% par rapport aux données mesurées directement par l'appareil E.G.&G. avec un léger décalage en longueur d'onde (autour de 3,5nm). Le comportement correspond bien à celui démontré théoriquement, reporté sur la **figure II-18**.

Ainsi, toutes ces validations expérimentales ont confirmées, en tout point, les développements théoriques.

VI. Conclusions

Pour conclure ce second chapitre, nous avons développé théoriquement les deux principaux phénomènes présents dans les structures à deux cœurs concentriques que sont les fonctions de filtrage et de compensation de dispersion chromatique. A l'aide de la théorie des modes couplés, nous avons exprimé la fonction de transmittance d'un filtre formé par deux fibres unimodales soudées de part et d'autre d'une FDCC. Nous avons distingué deux cas : celui du filtre court et du long (lorsque la longueur de la FDCC dépasse quelques dizaines de mètres ou plus). Dans cette dernière configuration, il a été montré que la transmittance devenait indépendante de la longueur du filtre en présence d'une source ayant une largeur spectrale de l'ordre du nanomètres ou plus. L'effet de filtrage résulte donc d'une part du rendement d'excitations des connexions d'entrée et de sortie (lorsque seul intervient le mode élémentaire associé au cœur central) et d'autre part d'un effet moyen de filtrage de la FDCC. Ensuite, nous avons déterminé une nouvelle équation permettant d'évaluer la dispersion chromatique d'un module compensateur reprenant l'association d'une FDCC et de deux fibres unimodales soudées à son entrée et sa sortie. Cette formule est basée sur la variation spectrale du déphasage (à mettre en parallèle avec la méthode de mesure du retard de phase utilisée par l'appareil expérimental E.G.&G.) et tient compte des conditions d'injection (en $z=0$) qui ont une influence capitale sur l'évolution de la courbe de dispersion chromatique. Dans notre exemple, nous avons mis en avant l'injection sélective en entrée de la FDCC dans son cœur central uniquement par l'intermédiaire d'une fibre unimodale de ligne car cela correspond aux conditions réelles d'insertion d'une fibre compensatrice dans une liaison optique existante. La conséquence est une courbe de dispersion chromatique présentant deux rebonds symétriques : un premier très négatif suivi de son homologue positif. La dispersion chromatique s'annule alors à la longueur d'onde particulière de synchronisme située entre les deux maxima. Si nous comparons cette évolution de dispersion chromatique en présence des deux supermodes avec celle obtenue en présence du seul supermode fondamental, nous constatons que les deux courbes sont quasi similaires avant la longueur d'onde d'accord de phase; zone intéressante pour nos futures FDCC adaptées aux liaisons du WDM car la pente et la valeur de dispersion chromatique sont de signe opposé à celles des fibres de ligne. De plus, la valeur la plus négative de dispersion chromatique est voisine dans les deux cas (différence de 8%) mais avec un léger décalage en longueur d'onde. C'est pour ces raisons, que dans les chapitres

suivants, les simulations prendront en compte uniquement la présence du seul supermode fondamental dans le but de simplifier les calculs. Enfin, dans la dernière partie, nous avons démontré l'existence d'une relation simple de proportionnalité entre la dispersion chromatique et la dérivée de la transmittance. Cette relation est un nouveau moyen simple pour évaluer l'évolution de la dispersion chromatique dans une FDCC, moyen peu onéreux et simple à mettre en œuvre expérimentalement.

Ce chapitre a donc permis de lever les doutes définitivement sur le fonctionnement d'une fibre à deux cœurs concentriques en étudiant en détail l'influence des supermodes. Les observations expérimentales ont confirmées les développements théoriques aussi bien au niveau de la fonction de filtrage qu'au sujet de la dispersion chromatique. A notre connaissance, une théorie aussi complète et détaillée n'avait jamais été explicitée et permet présentement de répondre à toutes les questions passées.

Remarques importantes :

A bien noter que pour toute la suite du manuscrit, la dénomination module (repérée par les lettres mod) désignera l'association de deux fibres unimodales et d'un tronçon de FDCC avec la configuration particulière d'injection et de détection de puissance réalisée dans son cœur central uniquement (soit $0 < a_{1d}^2 \leq 1$ et $a_{2d}^2 \approx 0$). Par extension on notera l'évolution de la dispersion chromatique du module par D_{mod} .

Quant à la l'évolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental de la FDCC seule, elle sera repérée par D_{chI} (et D_{chII} pour le second supermode).

De plus, l'abréviation λ_0 désignera aussi bien la longueur d'onde d'accord de phase, de synchronisme ou encore de phase matching que la longueur d'onde centrale des filtres pour nos FDCC.

Chapitre III

Conception/Réalisation de fibres compensatrices MCVD

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons de concevoir et d'optimiser des profils de fibre optiques basés sur une géométrie à deux cœurs concentriques et dopés au germanium pour créer les différences d'indice nécessaires. Ces fibres seront appliquées à la compensation non pas d'une longueur d'onde unique mais sur une bande de plusieurs nanomètres. De ce fait, la dispersion chromatique cumulée au cours de la propagation dans la fibre de ligne pourra être ramenée à une valeur proche de zéro simultanément sur toute la bande de travail. En accord avec le groupe Alcatel, partenaire de ce projet, deux cahiers des charges seront fixés répertoriant les principales caractéristiques des fibres compensatrices à développer. Une première devra compenser les 35nm de la bande C et la seconde seulement 3,2nm (compensation en sous-bande), mais devra présenter des valeurs négatives de dispersion plus élevées. Une fois l'étape de simulation validée, les deux préformes correspondantes aux profils d'indice de réfraction retenus seront fabriquées par la technique MCVD.

La seconde partie portera alors sur la caractérisation des fibres ainsi réalisées en déterminant leurs propriétés modales. Les mesures se focaliseront sur les modes guidés, l'évolution de la dispersion chromatique, l'aire effective, les pertes de propagation et de connexion ainsi que sur l'influence du rayon de courbure. Puis viendra l'étape finale où le module compensateur sera connecté à une fibre de ligne, afin de valider les résultats attendus en terme de rapport de longueur et de dispersion chromatique résiduelle.

Enfin la dernière partie sera consacrée à l'étude de quatre solutions alternatives dans le but d'accroître les performances des modules compensateurs. Pour ce faire, une nouvelle fibre à deux cœurs concentriques présentant un coefficient négatif de dispersion supérieur aux précédents sera conçue. Sa courbe de dispersion chromatique sélective et adaptée initialement à la compensation monocanal sera élargie à plusieurs longueurs d'onde, tout en conservant ses fortes valeurs de dispersion.

II. Conception-Simulation

II.1 Les outils de simulation

Pour déterminer théoriquement les propriétés modales des fibres, il convient de faire appel à différentes méthodes numériques. Les simulations qui vont suivre s'appuieront sur trois logiciels complémentaires : la méthode matricielle, la BPM 2D (pour Beam Propagation Method) et la méthode des éléments finis, opérant de façon complète et précise. L'emploi de ces trois outils s'avère indispensable pour confirmer les propriétés particulières de guidage des structures à deux cœurs concentriques et valider les forts coefficients de dispersion calculés.

II.1.1 La méthode matricielle et la BPM 2D

Au sein du laboratoire, deux logiciels ont été développés par le passé : l'un s'appuyant sur la méthode matricielle [III-1] et l'autre sur la BPM 2D [III-2] que je vais présenter très succinctement. Ils offrent l'avantage d'être rapides, bien adaptés aux structures MCVD mais ne peuvent traiter que des profils à symétrie de révolution constitués de N régions d'indices de réfraction homogènes.

La méthode matricielle consiste à exprimer les coefficients des fonctions de Bessel de la première couche d'indice de réfraction en fonction de ceux de la dernière couche par l'intermédiaire d'un facteur matriciel. Sachant que les termes de cette matrice dépendent de la constante de propagation, il est aisé de calculer l'indice effectif du mode considéré se propageant dans la fibre optique [III-3].

La BPM utilise une recherche modale [III-4] basée sur la variation lente de la répartition transverse du champ dans la direction de calcul et associée à l'algorithme de Wijnands [III-5] pour déterminer les indices effectifs des modes guidés.

II.1.2 La méthode des éléments finis

Pour compléter nos études théoriques, nous aurons aussi recourt à une autre méthode de résolution appelée la méthode des éléments finis (MEF) [III-6] que nous utiliserons

abondamment dans le dernier chapitre. Le gros avantage de cet outil réside dans sa capacité à traiter des profils transverses de géométrie arbitraire présentant des transitions abruptes de l'indice de réfraction (telles que celles des fibres microstructurées). La méthode d'analyse consiste dans un premier temps à mailler la structure, c'est à dire à découper le domaine d'étude en sous-espaces élémentaires et à donner des conditions aux limites pour conduire à l'unicité des solutions. Les sous-espaces générés sont appelés les éléments du maillage (un maximum d'environ 200000 éléments atteignables avec un Pentium4 à 2,66GHz et 1Go de RAM). Des fonctions d'approximation de la solution sont définies sur chacun des éléments (des tétraèdres le plus souvent) à partir des valeurs calculées en un nombre fini de points positionnés aux extrémités de chaque élément (les nœuds du maillage). Ces valeurs nodales sont appelées les degrés de liberté (un maximum d'environ 400000 atteignables avec la même configuration). Pour finir, la solution finale est déterminée en sommant toutes les fonctions d'approximation. Il faut noter que ce logiciel commercial offre la possibilité d'accroître ses performances en compilant des programmes annexes. Leur conception sera présentée dans le paragraphe II.2 du dernier chapitre.

II.1.3 Application à la fibre unimodale standard

Dans le but de comparer ces trois méthodes numériques, une fibre unimodale standard du type SMF-28 (ON=0,115) dont les paramètres opto-géométriques sont donnés avec le graphique suivant, va être analysée :

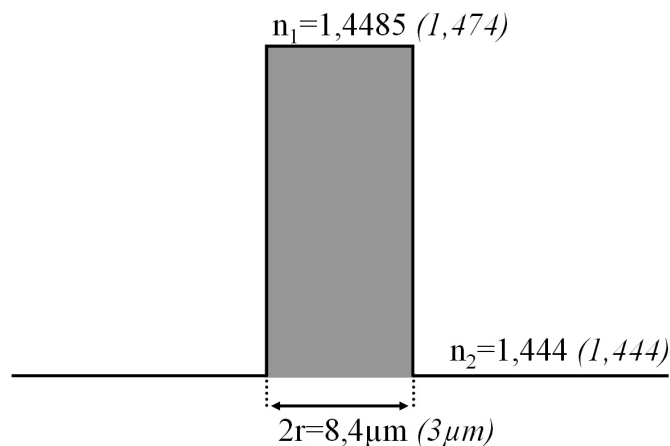


Figure III-1 : Profil d'indice de réfraction d'une fibre du type SMF-28 à 1550nm; Valeurs d'une fibre à petit cœur incluses entre parenthèse.

A noter que sur la **figure III-1** entre parenthèse, sont portées les valeurs opto-géométriques d'une fibre unimodale dite à petit cœur qui sera utilisée par la suite. On la notera aussi DSF (pour Dispersion Shifted Fiber). Le **tableau III-1** regroupe les éléments clés des liaisons à haut débit, déterminées par les trois approches :

Méthode numérique	Longueur d'onde de D_{ch} nulle (nm)	D_{ch} à 1550nm [ps/(nm.km)]	Pente de D_{ch} à 1550nm [ps/(nm ² .km)]	A_{eff} à 1550nm (μm^2)
Méthode matricielle	1310	16,6	0,0575	87,4
BPM 2D	1312	16,5	0,0578	88,1
Méthode des éléments finis	1310	16,6	0,0575	87,5

Tableau III-1 : Caractéristiques d'une fibre du type SMF-28 déterminées par la méthode matricielle, la BPM 2D et la méthode des éléments finis.

Les trois logiciels retournent des valeurs similaires (écart inférieur au pourcent), ce qui valide l'exactitude des calculs. Nous pourrions donc utiliser indifféremment une de ces trois méthodes ou les combiner suivant les besoins des études afin d'exploiter au mieux leurs performances comme indiqué ci-dessous :

Méthode numérique	Portée de l'analyse	Profils simulés	Grandeurs simulables	Temps (pour une analyse classique)
Méthode matricielle	Plusieurs λ simultanément	Profils à symétrie de révolution	D_{ch} , A_{eff}	30s
BPM 2D	Plusieurs λ simultanément	Profils à symétrie de révolution	D_{ch} , A_{eff}	5mn
Méthode des éléments finis	Une seule λ	Tous types de profil y compris les profils réels	D_{ch} , A_{eff} , pertes de confinement, enroulement	30s

Tableau III-2 : Comparatif des trois méthodes numériques disponibles.

II.2 Détermination des paramètres opto-géométriques de FDCC appliquées à la compensation large bande (bande C)

II.2.1 Cahier des charges n°1

L'objectif de cette partie est de concevoir une fibre **unique** à deux cœurs concentriques capable de compenser la dispersion chromatique d'une fibre du type SMF-28 sur toute la bande C de longueur d'onde. En accord avec notre partenaire, le groupe Alcatel, cette fibre devra répondre aux exigences suivantes :

- Une valeur de D_{ch} négative la plus forte possible (donc un fort rapport de longueur κ supérieur à la dizaine (Eq. [I-43])) pour limiter la longueur de fibre compensatrice à insérer.
- Une faible dispersion chromatique résiduelle (Eq. [I-44]) sur toute la bande C : autour du dixième de ps/(nm.km).
- Une A_{eff} la plus importante possible pour limiter l'influence des effets non linéaires (minimum de $15\mu\text{m}^2$ à 1550nm) et la valeur des pertes de raccordement FDCC/SMF-28.
- De faibles pertes de propagation afin d'obtenir une figure de mérite supérieure à la centaine de ps/(nm.dB) (Eq. [I-47]).

De plus, il sera nécessaire d'évaluer l'influence de la courbure sur les caractéristiques de la fibre compensatrice dans l'optique d'une incorporation dans un module à encombrement réduit.

II.2.2 Zone de travail

Pour réaliser une bonne compensation de la D_{ch} sur plusieurs longueurs d'onde, il est obligatoire d'égaliser le rapport des pentes au rapport des dispersions entre la fibre compensatrice et la fibre de ligne comme indiqué par l'équation [I-46]. Les valeurs de la D_{ch} et de la pente de la FDCC devront être de signe opposé à celles de la fibre de ligne, soit par

conséquent négatives. Cela impose donc de travailler sur la partie amont de la courbe de D_{ch} du supermode fondamental de la fibre double cœur, avant la longueur d'onde de phase matching λ_0 (cf. **figure III-2**).

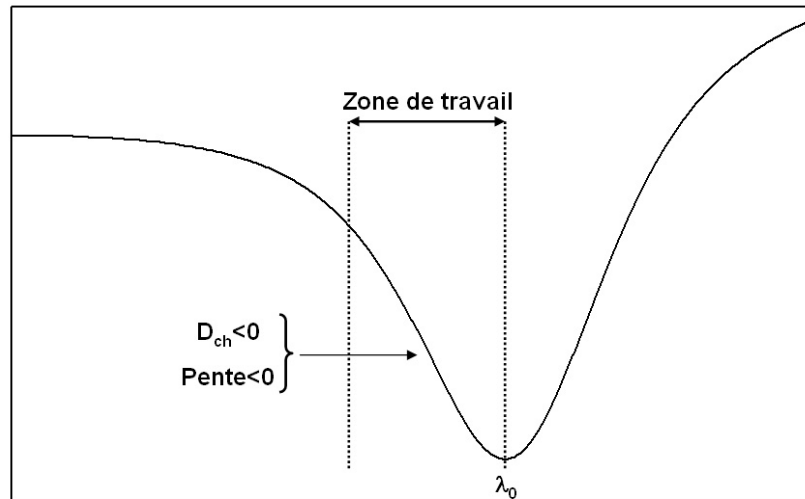


Figure III-2 : Visualisation de la zone de travail sur la courbe de la dispersion chromatique du supermode fondamental de la FDCC.

Il faut noter que plus la bande C sera proche de λ_0 et plus les valeurs de la D_{ch} seront négatives mais ceci au détriment de la linéarité de la pente. Un compromis sera donc à trouver entre la valeur du rapport de longueur κ et la D_{ch} résiduelle.

D'après les conclusions du Chapitre second, pour simplifier les calculs théoriques, nous prendrons en compte uniquement la dispersion chromatique du supermode fondamental (D_{chl}) puisqu'il a été montré que son évolution avant la longueur d'onde de phase matching est identique au pourcent près à celle incluant la présence des deux supermodes.

II.2.3 Influence des paramètres opto-géométriques de la FDCC

Pour répondre aux cahiers des charges, nous devons jouer sur les différents paramètres opto-géométriques que sont :

- Les rayons du cœur central et annulaire : r_1 , r_2 et r_3
- La distance entre les deux cœurs : $r_2 - r_1$

- Les pourcentages de dopant des différentes couches : n_1 , n_2 , n_3 et n_4

La difficulté majeure avec ce type de structure réside dans le fait que tous les paramètres font varier chacun d'une manière différente la pente et le minimum négatif de la dispersion chromatique en induisant un décalage en longueur d'onde du phase matching. Une première série de simulations avec la méthode matricielle a permis d'évaluer l'influence de ces paramètres, renseignée dans le tableau suivant :

Paramètre modifié	Valeur de la pente de D_{chI} avant λ_0	Minimum de D_{chI}	Valeur de la longueur d'onde λ_0
Augmentation de r_1	↘	↘	↗
Augmentation de n_1	↘	↘	↗
Augmentation du cœur annulaire (r_2 diminue)	↗	↗	↘
Augmentation du cœur annulaire (r_3 augmente)	↗ (forte)	↗	↘
Augmentation de n_2	↗ (forte)	↗	↘
Augmentation de r_2-r_1 (en gardant identique la taille du cœur annulaire)	↗	↗ (faible)	↗ (faible)

Tableau III-3 : Influence des paramètres opto-géométriques d'une FDCC.

De manière générale, les paramètres du cœur annulaire (n_2 et r_3) jouent un rôle important sur la pente de D_{chI} . De même, l'écart entre les deux cœurs (r_2-r_1) fait progresser toutes les grandeurs dans la même direction. La conception de nouveaux profils devra combiner tous ces effets dans le but d'égaliser le rapport des pentes à celui des dispersions (pour satisfaire l'équation [I-46]) le tout calé dans la bande de travail.

II.2.4 Applications

Afin d'atteindre les meilleures performances en terme de compensation, divers profils d'indice de réfraction vont être réfléchis.

II.2.4.a Profils d'indice de réfraction classiques

Le premier type de profil retenu présente de façon classique un cœur central entouré d'un cœur annulaire, tous deux dopés au germanium avec des gaines internes et externes (respectivement avant et après le cœur annulaire) constituées uniquement de silice pure :

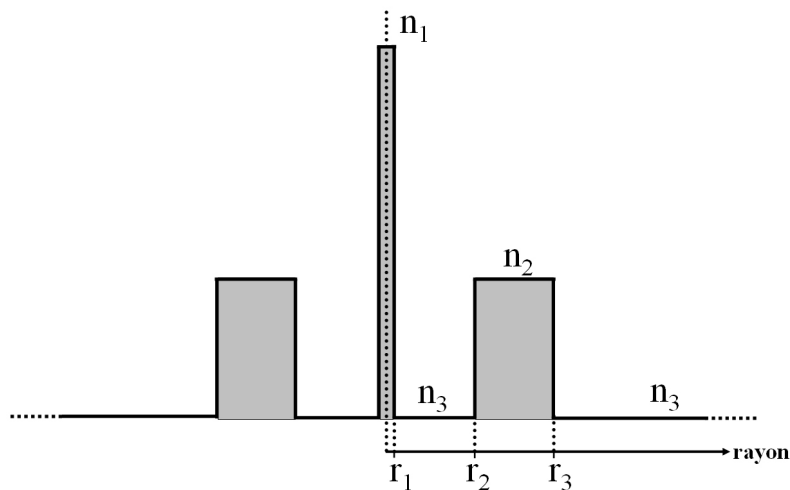


Figure III-3 : Profil d'indice de réfraction classique d'une FDCC.

Les fibres réalisées au laboratoire jusqu'à présent, possédaient une configuration où les deux cœurs se trouvaient assez éloignés ($r_2 \approx 10\mu\text{m}$). J'ai étudié plus précisément l'influence de la distance entre les deux cœurs. Les simulations ont montré que plus cette distance diminue, plus il est aisé d'égaliser le rapport des pentes au rapport des dispersions tout en atteignant des valeurs élevées. Par contre, cette proximité nécessite un dopage considérable des deux cœurs pour conserver des coefficients négatifs importants dans la bande C.

Une famille de résultats est reportée dans le **tableau III-4**.

κ (SMF/FDCC)	n_1	n_2	n_3	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	λ_0 (μm)	Résidu en bande C [ps/(nm.km)]	A_{eff} (μm^2)
9,4	1,477	1,45	1,444	1,02	5,72	9,09	1,614	0,02	17,09
12,5	1,4828	1,4573	1,444	1	5,58	7,69	1,596	0,05	14,94
14,8	1,4767	1,4522	1,444	1,2	3,92	12,67	1,576	0,25	21,55
<i>19,7</i>	<i>1,4847</i>	<i>1,4583</i>	<i>1,444</i>	<i>1</i>	<i>5,58</i>	<i>8,09</i>	<i>1,569</i>	<i>0,35</i>	<i>17,3</i>

Tableau III-4 : Caractéristiques de profils classiques de FDCC à 1550nm.

La dernière ligne du tableau inscrite en italique, indique un maximum de 19,7 au niveau du rapport de longueur (entre SMF-28/FDCC). Des valeurs plus élevées encore auraient pu être atteintes moyennant des dopages supérieurs et des écarts entre les deux cœurs moindres. Or un écart limite entre les deux cœurs ($r_2 > 4\mu\text{m}$) doit être conservé de façon à pouvoir réaliser expérimentalement une injection sélective uniquement dans le cœur central par l'intermédiaire de la connexion avec une fibre unimodale. De plus, les limites techniques de fabrication et l'augmentation des pertes de propagation avec la concentration de dopant germanium (diffusion Rayleigh [III-7]) ont accordé une différence d'indice maximale de $40 \cdot 10^{-3}$. Par conséquent, le dernier profil du **tableau III-4** ($\kappa \approx 20$) semble correspondre à une limite. Il est à noter que plus les rapports de longueur augmentent, plus il est difficile de limiter la variation de la D_{ch} totale puisque la bande de travail se trouve à proximité de la longueur d'onde de phase matching là où la linéarité est réduite. Néanmoins, ce profil représente un bon candidat pour une future réalisation d'après les performances atteintes, 5 fois supérieures aux valeurs publiées du moment.

Une remarque importante ici est à écrire. En effet si la fibre de ligne est une NZ-DSF, par exemple la TeraLigth® d'Alcatel (pour laquelle la valeur de la D_{ch} est divisée par deux en comparaison avec une SMF-28 alors que sa pente demeure inchangée), alors en utilisant cette même fibre compensatrice le rapport κ en sera directement doublé !

II.2.4.b Profils d'indice de réfraction à cœur annulaire élargi

Toujours dans le but d'améliorer les performances (augmentation de κ et/ou diminution de la D_{ch} résiduelle), un profil d'indice de réfraction présentant un cœur annulaire élargi est apprêté :

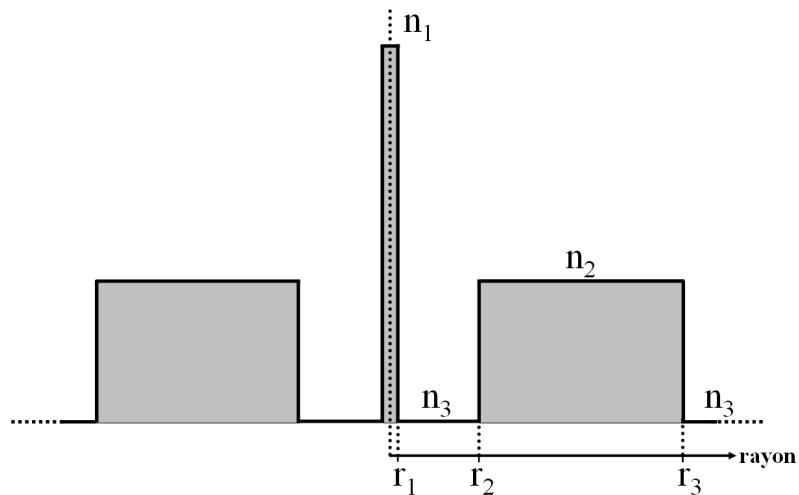


Figure III-4 : Profil d'indice de réfraction d'une FDCC à cœur annulaire élargi.

Le tableau suivant regroupe deux résultats pertinents :

κ (SMF/FDCC)	n_1	n_2	n_3	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	λ_0 (μm)	Résidu en bande C [ps/(nm.km)]	A_{eff} (μm^2)
16,5	1,4823	1,4508	1,444	1	3,04	30	1,592	0,03	24,6
19	1,4846	1,4551	1,444	1,1	2,56	50	1,591	0,04	28,1

Tableau III-5 : Caractéristiques de profils d'indice de réfraction à cœur annulaire élargi à 1550nm.

Dans les deux cas, l'importante épaisseur de l'anneau a permis de ramener la D_{ch} résiduelle à quelques centièmes de ps/(nm.km) sur toute la bande C tout en conservant des rapports de longueur notables. De plus, la valeur de l'aire effective a augmenté pour dépasser la vingtaine de μm^2 , conséquence directe de la largeur de l'anneau avoisinant les $50\mu\text{m}$ avec le second profil. En revanche, la distance entre les deux cœurs est devenue critique ($r_2 < 4\mu\text{m}$) et rend délicate une injection d'entrée uniquement dans le cœur central de la FDCC au moyen d'une SMF-28. Dans ce cas, l'emploi d'une fibre à petit cœur est recommandé.

II.2.4.c Profils d'indice de réfraction à gaine enterrée

Une dernière possibilité consiste à créer une gaine enterrée entre le cœur central et l'anneau, de façon à augmenter les différences d'indice pour atteindre de plus fortes valeurs négatives de dispersion. Cette gaine sera obtenue grâce à l'utilisation du fluor dont les diminutions d'indice provoquées restent faibles (qq. 10^{-3} en pratique).

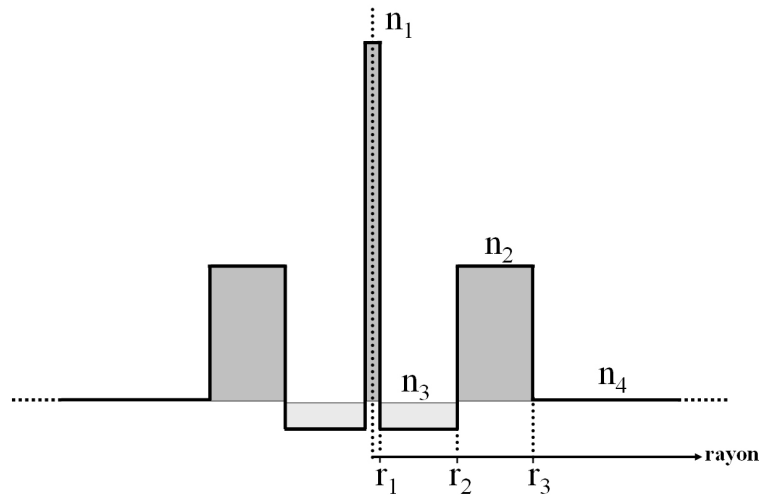


Figure III-5 : Profil d'indice de réfraction d'une FDCC à gaine enterrée.

Après calculs, nous obtenons :

κ (SMF/FDCC)	n_1	n_2	n_3	n_4	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	λ_0 (μm)	Résidu en bande C [ps/(nm.km)]	A_{eff} (μm^2)
21	1,4842	1,4575	1,4378	1,444	1,02	4,519	6,439	1,574	0,3	14,28
22	1,4826	1,4542	1,4301	1,444	1,07	3,458	5,2	1,584	0,2	12,71
24,8	1,4842	1,4579	1,4285	1,444	1,16	3,458	5,788	1,572	0,4	12,94

Tableau III-6 : Caractéristiques de profils d'indice de réfraction à gaine enterrée à 1550nm.

Les résultats confirment que la mise en jeu de fortes différences d'indice entre les cœurs autorise des rapports de longueurs plus élevés atteignant ainsi le chiffre 25 dans le dernier cas, tout en conservant des D_{ch} résiduelles sur la bande C de quelques dixièmes de ps/(nm.km). L'aire effective elle, reste faible, principalement à cause de la taille du cœur central dont le rayon ne dépasse guère le micron.

II.2.5 Profil d'indice de réfraction n°1 retenu

Pour résumer, les différents profils d'indice de réfraction classiques simulés permettent d'atteindre dans le meilleur des cas des rapports de longueur proche de 20. De plus, l'augmentation de ce rapport se fait au détriment de la D_{ch} résiduelle qui s'élève alors à plusieurs dixièmes de ps/(nm.km). Néanmoins, il est possible de résoudre ce problème en élargissant le cœur annulaire ou en introduisant une gaine enterrée entre les deux cœurs.

Compte tenu de la difficulté et du coût de réalisation de ces deux derniers types de profils, il apparaît que le profil d'indice de réfraction classique autorisant un $\kappa=19,7$ (en italique dans le **tableau III-4**) est un bon candidat potentiel. L'évolution de sa courbe D_{chl} est la suivante :

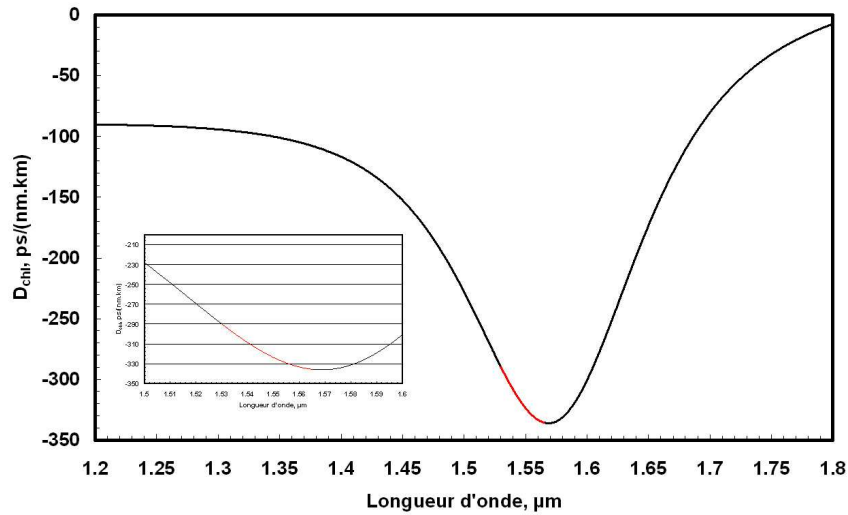


Figure III-6 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental de la FDCC donnant $\kappa=19,7$; Insertion du zoom sur la bande C surligné en rouge.

Des calculs complémentaires ont alors été menés pour vérifier que ce profil répond à toutes les exigences de départ :

Pertes de confinement (P_c)	Diffusion Rayleigh (D_R)	Absorption (A_b)	Pertes de propagation ($P_c+D_R+A_b$)	FOM ps/(nm.dB)	Pertes de connexion SMF-28/FDCC	Rayon de courbure critique	λ_c
négligeables	0,595 dB/km	0,005dB/km	0,6dB/km	540	1,17dB	3,5mm	0,9μm

Tableau III-7 : Caractéristiques complémentaires du profil d'indice de réfraction donnant $\kappa=19,7$ à 1550nm.

Les pertes de confinement calculées sont quasiment nulles dues aux fortes concentration de dopant mises en jeu avec ce profil. A contrario, la diffusion Rayleigh s'en trouve augmentée en compilant l'équation théorique [III-1] :

$$D_R = (0,75 + 66 \times \Delta n) \times \lambda^{-4} \quad (\text{en dB/km}) \quad \text{[III-1]}$$

avec Δn la différence absolue d'indice (cœur/gaine) et λ la longueur d'onde en μm

Néanmoins, leurs valeurs restent acceptables et permettent d'accéder à une forte figure de mérite de l'ordre de 540ps/(nm.dB) à 1550nm (Eq. [I-47] avec $D_{\text{chl}}=-324\text{ps}/(\text{nm.km})$ à 1550nm). Les pertes de soudure avec une fibre du type SMF-28 sont calculées par l'équation classique de l'intégrale de recouvrement des champs [III-8] (cf. paragraphe II.2.1.c.ii du Chapitre quatrième pour la méthode de calcul). Elles se situent autour du dB, valeur qui reste en accord avec une utilisation réelle. De plus, il est à noter que le guide central de cette FDCC devient unimodal à partir de la longueur d'onde de 0,9 μm (Eq. [I-5] avec $V=2,405$, $n_1=1,4847$ et $n_2=1,444$). Les effets de courbure locale sont eux négligés pour des rayons d'enroulement de l'ordre de quelques centimètres puisque le rayon de courbure critique ne dépasse pas 3,5mm d'après l'équation suivante (on considère ici uniquement le guide central) :

$$R_c = 20 \frac{\lambda}{(n_1 - n_3)^{3/2}} \left(2,75 - \frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{-3} \quad \text{[III-2]}$$

avec n_1 et n_3 les indices de réfraction respectivement du cœur central et de la première gaine et λ_c la longueur d'onde de coupure

Connaissant toutes ces caractéristiques, le profil d'indice de réfraction classique sélectionné ($\kappa \approx 20$) respecte en tout point le cahier des charges initial. C'est pourquoi, en accord avec le groupe Alcatel, ce profil sera fabriqué puis comme nous le verrons par la suite, caractérisé au laboratoire.

II.3 Détermination des paramètres opto-géométriques de FDCC appliquées à la compensation en sous-bande

II.3.1 Cahier des charges n°2

On se propose ici de compenser la dispersion chromatique d'une ligne de 1500km de SMF à surface effective élargie (LEA-SMF) en effectuant une pré- et une post-compensation de même valeur. La compensation s'effectuera en début et en fin de ligne autour de 1550nm.

La fibre de ligne présente une dispersion chromatique, légèrement supérieure à celle d'une SMF-28, de l'ordre de 20ps/(nm.km) à 1550nm. Les objectifs fixés sont les suivants :

- Compenser quelques canaux autour de 1550nm (largeur de bande de 400Ghz soit 3,2nm) : de 1548,4nm à 1551,6nm.
- Compenser la D_{ch} amenée par les 1500km de la LEA-SMF, soit 30000ps/nm à compenser en deux fois identiques, si possible avec 2 tronçons de 7,5km (donc atteindre une $D_{ch} \approx -2000\text{ps}/(\text{nm.km})$ à 1550nm soit un $\kappa=100$).
- La D_{ch} résiduelle (de l'ensemble LEA-SMF + 2×FDCC sur les 3,2nm) ne devra pas dépasser les 200ps/nm (soit $< 0,135 \text{ ps}/(\text{nm.km})$).
- L' A_{eff} de la FDCC devra être maximisée pour limiter les effets non linéaires.

Dans cette partie, nous avons choisi de travailler, comme précédemment, sur un profil d'indice de réfraction **classique**. Seule l'utilisation d'une **unique** fibre à deux cœurs concentriques sera considérée.

II.3.2 Application aux profils d'indice de réfraction classiques

Les calculs sont effectués avec la méthode matricielle. Les influences des paramètres opto-géométriques de la FDCC répertoriées dans le **tableau III-3** restent toujours valables. Compte tenu de la faible bande de longueurs d'onde à compenser, la zone de travail sera centrée autour de la longueur d'onde d'accord de phase (creux de la courbe) dans le but de maximiser la valeur négative. Nous conserverons l'approximation pour le calcul de l'équivalence de la D_{ch} réelle avec la dispersion chromatique du supermode fondamental seul pour simplifier les calculs théoriques. Les erreurs induites sur la valeur de λ_0 ne sont pas significatives et le diamètre de l'enroulement permettra expérimentalement d'ajuster précisément son positionnement comme nous le verrons par la suite. Les résultats obtenus figurent dans le **tableau III-8**.

κ (LEA-SMF/FDCC)	n			r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	λ_0 (μm)	Résidu [1548,4-1551,6]nm	A_{eff} (μm^2)
	n_1	n_2	n_3						
100	1,4626	1,4532	1,444	2	10,4	17	1,55	1900ps/nm	81,65
55	1,4656	1,4554	1,444	2	8	15	1,55	550ps/nm	65,8
40	<i>1,4678</i>	<i>1,4567</i>	<i>1,444</i>	<i>2</i>	<i>6,6</i>	<i>14,6</i>	<i>1,55</i>	<i>200ps/nm</i>	<i>55,45</i>

Tableau III-8 : Caractéristiques de profils d'indice de réfraction classiques à 1550nm.

Les calculs montrent qu'il n'est pas possible d'obtenir en même temps une forte valeur de D_{chl} (autour de -2000ps/(nm.km)) et une faible D_{ch} résiduelle sur les 3,2nm (200ps/nm) tout en fixant un cœur central relativement important (rayon de $2\mu\text{m}$ soit le double que pour les simulations du cahier des charges n°1) pour maximiser l' A_{eff} . Pour atteindre une D_{ch} résiduelle avoisinant les 200ps/nm sur la bande [1548,4nm–1551,6nm], il faut élargir la courbe de dispersion chromatique et donc diminuer la valeur minimale de dispersion pour se trouver aux alentours de -800ps/(nm.km) (soit $\kappa=40$).

II.3.3 Profil d'indice de réfraction n°2 retenu

A la vue des résultats de simulation, pour satisfaire le cahier des charges n°2 en tout point, il est nécessaire de diminuer la taille du cœur central. En accord avec le groupe Alcatel, le rayon du cœur central a été conservé à $2\mu\text{m}$ pour maximiser l' A_{eff} au détriment de la valeur négative de D_{chl} . C'est pourquoi, le dernier profil du **tableau III-8** repéré en italique a été retenu pour une réalisation. La courbe de D_{chl} de cette fibre a pour évolution :

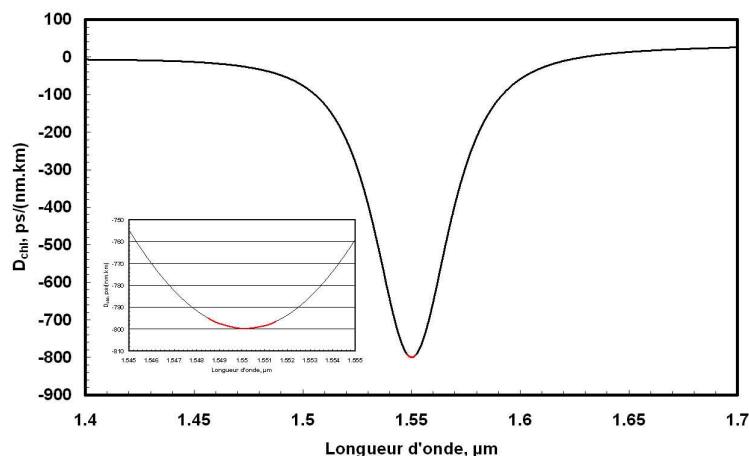


Figure III-7 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental de la FDCC donnant $\kappa=40$; Insertion du zoom sur la bande [1548,4nm-1551,6nm] surligné en rouge.

Des calculs complémentaires ont été menés sur ce profil d'indice de réfraction dont voici les principaux résultats :

Pertes de confinement (P _c)	Diffusion Rayleigh (D _R)	Absorption (A _b)	Pertes de propagation (P _c +D _R +A _b)	FOM ps/(nm.dB)	Pertes de connexion SMF-28/FDCC	Rayon de courbure critique	λ_c
négligeables	0,4dB/km	0,005dB/km	0,405dB/km	1980	2,5dB	2mm	1,37 μ m

Tableau III-9 : Caractéristiques complémentaires du profil d'indice de réfraction donnant $\kappa=40$ à 1550nm.

Il faut remarquer que les pertes de propagation ont diminué de 33% par rapport au profil n°1 sélectionné. En effet, le dopant germanium introduit dans le cœur central est moins élevé ce qui permet donc d'atteindre aussi une figure de mérite renforcée de 1980ps/(nm.dB). Mais en contre partie, les pertes de connexion ont doublé malgré un rayon central de 2 μ m, les pertes de courbure restant négligeables pour des rayons d'enroulements de quelques centimètres. Enfin, le guide central de cette fibre demeure unimodal dans la bande de longueur d'onde de travail. Tous ces points confortent notre choix de sélection.

II.4 Autres profils étudiés

Ces fibres à deux cœurs concentriques, comme nous venons de voir, présentent de très fortes valeurs négatives de dispersion permettant de compenser la D_{ch} positive des fibres de ligne. Mais, elles peuvent aussi offrir des potentialités pour des applications en tant que fibre à dispersion plate et coupleur optique. Ces deux aspects vont faire l'objet des quelques pages à venir.

II.4.1 Fibre à dispersion plate

Avec l'augmentation des capacités de transmission des liaisons optiques, le débit par canal atteint des taux d'au moins 40Gbit/s. La tolérance sur la D_{ch} résiduelle en devient drastique et les opérateurs préconisent alors des valeurs inférieures à 60ps/nm [III-9]. La solution impliquant des fibres de ligne conventionnelles (SMF-28 et NZ-DSF) associées aux

fibres compensatrices donnera toujours lieu à des D_{ch} résiduelles non nulles et les tolérances seront de plus en plus difficiles à respecter avec cette montée en débit [III-10]. Une autre solution pourrait se porter sur l'utilisation de fibres de ligne ayant une D_{ch} identique sur toute une bande de longueur d'onde, dont les premiers résultats prometteurs sont apparus avec les fibres microstructurées [III-11] à [III-14]. En appliquant la même idée que précédemment, des fibres compensatrices de dispersion chromatique vont devoir être conçues en conservant une même valeur négative sur une bande de longueur d'onde la plus grande possible bien entendue. Nos calculs se focaliseront sur les bandes S [1460nm-1530nm], C [1530nm-1565nm] et L [1565nm-1625nm].

Or, les fibres à deux cœurs concentriques présentent une zone relativement aplatie précédant la longueur d'onde de phase matching tout en ayant la possibilité d'atteindre de fortes valeurs négatives, comme l'illustre la **figure III-8** :

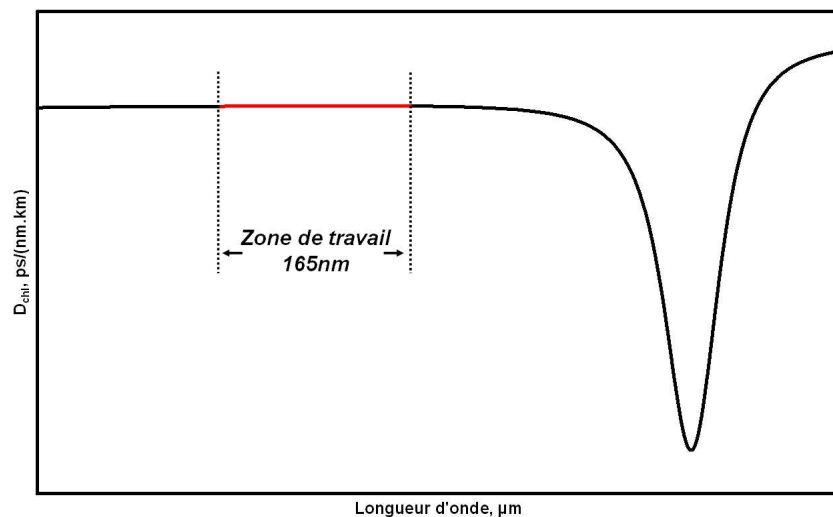


Figure III-8 : Zone de travail pour l'obtention de dispersion plate avec une FDCC.

Les profils d'indice de réfraction étudiés sont ceux d'une FDCC classique (cf. **figure III-3**). Une série de simulation a été réalisée avec la méthode matricielle et deux résultats des plus pertinents sont répertoriés dans le **tableau III-10**.

D_{ch} moyenne sur les bandes S, C et L [ps/(nm.km)]	n_1	n_2	n_3	r_1	r_2	r_3	λ_0	Résidu sur les bandes S, C et L [ps/(nm.km)]
				(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	
-91	1,4874	1,4612	1,444	0,99	9,58	10,835	1,96	0,14
-111,5	1,4951	1,4580	1,444	0,908	9,58	10,835	2,058	0,7

Tableau III-10 : Profils d'indice de réfraction classiques de FDCC à 1550nm présentant des D_{ch} plates sur les bandes S, C et L.

L'évolution des dispersions chromatiques du supermode fondamental est tracée sur le graphique suivant :

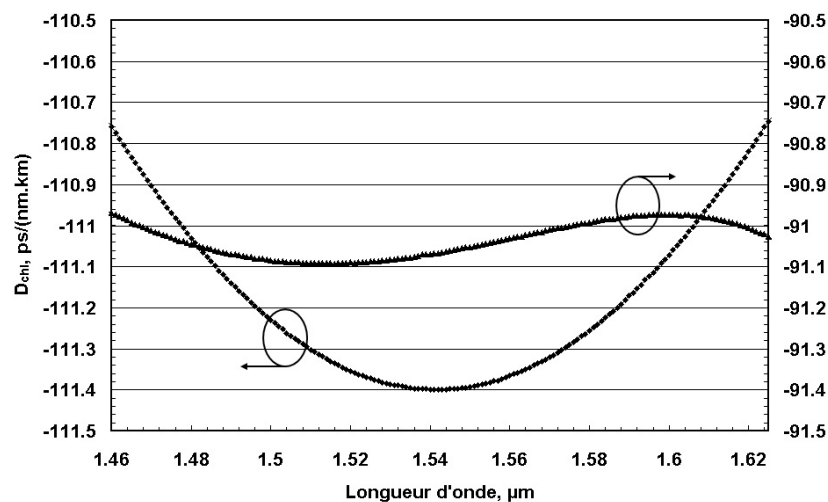


Figure III-9 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental de deux FDCC sur les bandes S, C et L.

Les résultats montrent que les paramètres opto-géométriques du cœur central influent principalement sur les valeurs de la D_{ch} dans les trois bandes étudiées. En effet, plus le dopage est fort et le rayon faible, meilleur est le coefficient négatif de dispersion. Le cœur annulaire, lui, joue plutôt sur les variations des courbes. Nous retrouvons les influences des divers paramètres énoncés dans le **tableau III-3**. En vue d'une réalisation, nous avons limité les concentrations en dopant germanium et la taille du cœur central aux valeurs actuelles de fabrication ($\Delta n_{max} < 50 \cdot 10^{-3}$ et $r_1 > 0,8 \mu\text{m}$). Les meilleurs performances obtenues dans la littérature donnent une D_{ch} moyenne de $-56 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ avec un résidu de $1,65 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur les bandes S, C et L **[III-15]** ou encore une même D_{ch} moyenne avec un résidu plus faible de $0,8 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ mais uniquement entre 1510 nm et 1620 nm **[III-16]**. De plus, ces deux profils

sont rendus plus complexes à réaliser que les nôtres par la présence d'un second cœur annulaire pour le premier et d'une dépression d'indice entre les deux cœurs pour le second. Nos résultats présentés dans le **tableau III-10** améliorent donc les performances de ces fibres à dispersion plate tout en réduisant la difficulté et le coût de fabrication.

II.4.2 Coupleur optique

Une autre voie qui peut être explorée concerne la conception de coupleurs optiques au moyen des FDCC. En effet, comme nous l'avons vu au Chapitre second par la théorie des modes couplés, à la longueur d'onde particulière dite de phase matching, les constantes de propagation des modes fondamentaux de chacun des deux guides pris isolément sont égales. Ainsi, un couplage maximum entre les deux cœurs s'établit. Du fait de la forte dissymétrie de ces deux cœurs (un cœur central de faible dimension avec un indice de réfraction élevé et un cœur annulaire plus large mais moins dopé) les FDCC présentent des valeurs très fortes de dispersion chromatique avec un couplage très localisé autour de la longueur d'onde λ_0 . Par le passé, Boucouvalas [III-17], [III-18] a montré qu'en symétrisant ce profil d'indice de réfraction, la bande spectrale de couplage se trouvait fortement élargie. Ainsi, il a pu obtenir un coupleur optique large bande autour de 633nm. Dans cette partie, nous allons reproduire sa démarche, tout en décalant la zone de couplage à la bande C et en optimisant les paramètres opto-géométriques de la fibre pour répondre à des applications lasers. Le cahier des charges fixé est le suivant :

- Un guide central unimodal dans la bande C [1530nm-1560nm] avec des paramètres proches de ceux d'une fibre SMF-28 pour limiter les pertes de raccordement.
- Un profil d'indice de réfraction mettant en jeu de faible concentration de dopant germanium pour favoriser le couplage ($\Delta n \approx 5.10^{-3}$).
- Un coupleur étendu sur toute la bande C avec un fort transfert d'énergie entre les deux cœurs (\Rightarrow différences d'indice cœur central/gaine interne et cœur annulaire/gaine externe quasi identiques ($\Delta n_1 \approx \Delta n_2$)).

- Une surface utile définie par l'intermédiaire d'un rayon équivalent noté R_{eq} (rayon de la surface du cœur central et du cœur annulaire) la plus grande possible pour autoriser l'injection de très fortes puissances.

En tenant compte de ces différentes spécificités, le profil retenu pour les simulations est le suivant :

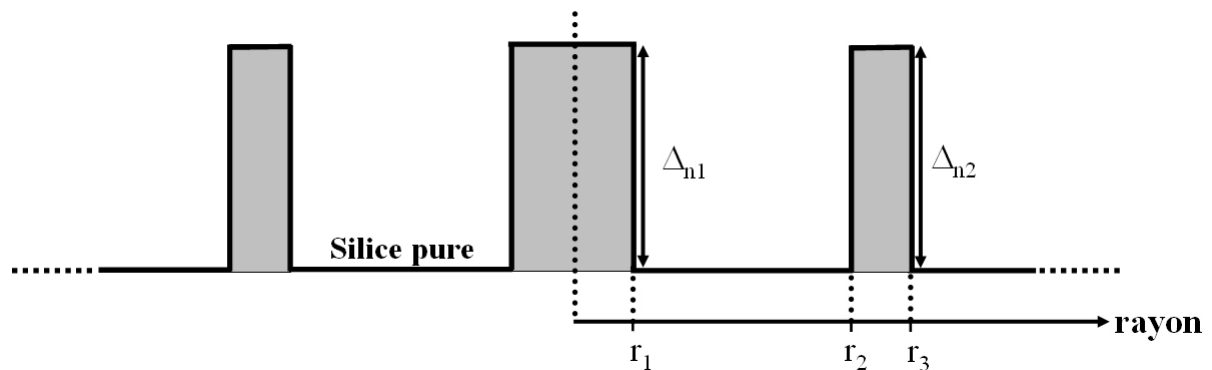


Figure III-10 : Profil d'indice de réfraction d'une FDCC coupleur optique.

Les simulations sont réalisées en combinant la méthode matricielle et la méthode des éléments finis. Le paramètre appelé fraction d'énergie transférée notée F^2 est calculé à partir des indices effectifs des différents modes (élémentaires et supermodes) comme l'indique la formule ci-dessous et permet de rendre compte de l'efficacité du coupleur :

$$F^2 = \frac{1}{1 + \frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4K^2}} \quad \text{[III-3]}$$

avec β_1 et β_2 les constantes de propagation des modes fondamentaux des deux guides élémentaires et K le coefficient de couplage à λ_0 (cf. Eq. [II-14])

Il est à noter qu'à la longueur d'onde particulière λ_0 , les modes fondamentaux élémentaires ont des constantes de propagation égales (soit $\Delta\beta=0$) et échangent donc de façon complète leur puissance ($F^2=100\%$).

Le **tableau III-11** regroupe trois profils appropriés avec leurs grandeurs caractéristiques :

	Δ_{n1}	Δ_{n2}	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	L_c en bande C ⁻ (cm)	F^2 min en bande C ⁻	λ_c du guide central (μm)	R_{eq} (μm)
Profil A	5.10^{-3}	5.10^{-3}	4	20	23,605	2,6	85%	1,3	13,16
Profil B	5.10^{-3}	5.10^{-3}	4,734	20	24,605	4,6	78%	1,49	15,1
Profil C	7.10^{-3}	5.10^{-3}	4	20	27,63	de 3,1 à 19,6	2,8%	1,49	19,48

Tableau III-11 : Caractéristiques des profils d'indice de réfraction coupleur à 1550nm.

Dans le but d'accroître la surface équivalente (R_{eq}), la taille du cœur annulaire du profil A a été augmentée sur les deux profils suivants tout en gardant un guide central unimodal à partir de $1,49\mu\text{m}$. La longueur d'onde de couplage λ_0 s'est retrouvée hors de la bande C⁻. De façon à la ramener autour de 1550nm, dans un premier cas (Profil B) le rayon du cœur central est passé de $4\mu\text{m}$ à $4,734\mu\text{m}$ et dans un second cas (Profil C) la concentration en dopant n_1 s'est vu augmentée à 7.10^{-3} . Dans ce dernier cas, la hausse de 112% du R_{eq} s'est faite au détriment du transfert d'énergie à cause de la dissymétrie naissante ($\Delta_{n1} \neq \Delta_{n2}$), ce que confirme la courbe d'évolution de F^2 .

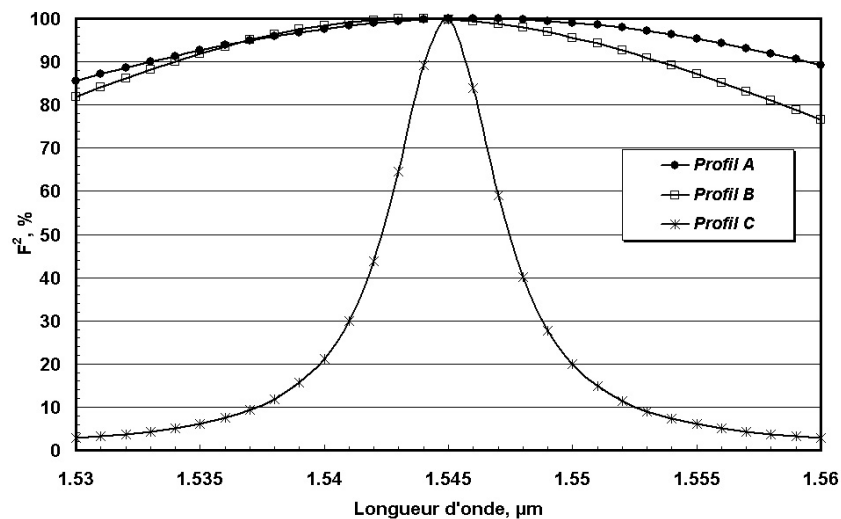


Figure III-11 : Evolution de la fraction d'énergie transférée sur la Bande C⁻.

Un compromis est donc à trouver suivant les objectifs de départ : le couplage sera d'autant plus localisé que la surface sera grande.

Un dernier point à noter concerne la valeur de la longueur de couplage ou battement (Eq. [II-22]) qui est ici de l'ordre de quelques centimètres, valeur compatible avec une caractérisation expérimentale. La **figure III-12** illustre le passage périodique de l'énergie entre les deux cœurs au cours de la propagation sur six longueurs de battement. La simulation porte sur le profil A en injectant l'énergie en entrée dans le cœur central.

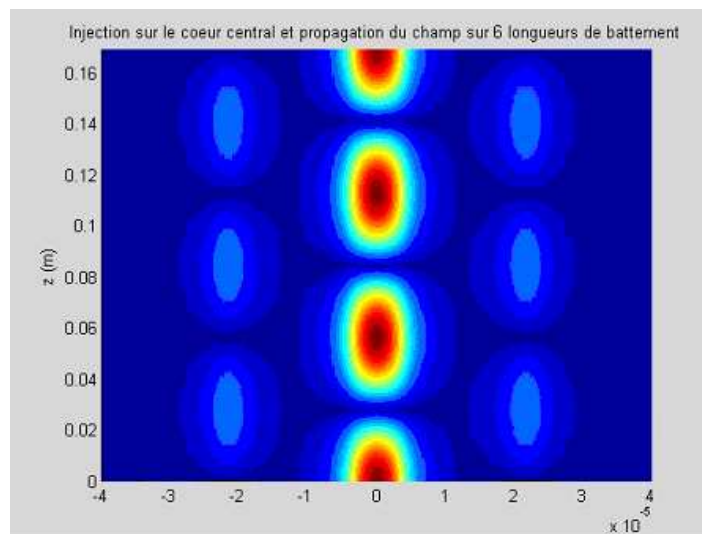


Figure III-12 : Propagation en z du champ E du Profil A injecté dans le cœur central en entrée à 1550nm (rouge foncé : maximum, bleu foncé : minimum).

Par conséquent, avec ce principe de couplage très prometteur, de multiples applications peuvent être envisagées. Par exemple, on pourra optimiser l'efficacité du couplage de la pompe dans les amplificateurs ou encore, convertir de l'énergie afin d'exacerber les effets non linéaires au cours de la propagation. Une thèse qui fait suite au stage [III-19] doit débiter très prochainement sur ce sujet.

III. Fabrication-Characterisation

La partie simulation concernant les fibres à deux cœurs concentriques dopées au germanium étant achevée, l'étape suivante propose de fabriquer puis de caractériser les deux profils précédemment retenus : la première appliquée à la compensation large bande (bande C) et la seconde visant la compensation en sous-bande (3,2nm autour de 1550nm). Les différentes préformes ont été réalisées par le procédé MCVD dans les locaux d'Alcatel pour être ensuite étirées à l'IRCOM. Enfin, les fibres ainsi obtenues ont été caractérisées. Ces différents aspects vont être maintenant développés.

III.1 Etude d'une fibre appliquée à la compensation large bande (bande C)

Cette première étude est à mettre en relation avec les simulations répondants au cahier des charges n°1. On rappelle que le profil retenu présente un fort rapport de longueur κ proche de 20 (cf. **tableau III-4**, dernière ligne)

III.1.1 Etirage de la préforme n°1

Le profil d'indice de réfraction de la préforme réalisée par la technique MCVD est donné par la **figure III-13**.

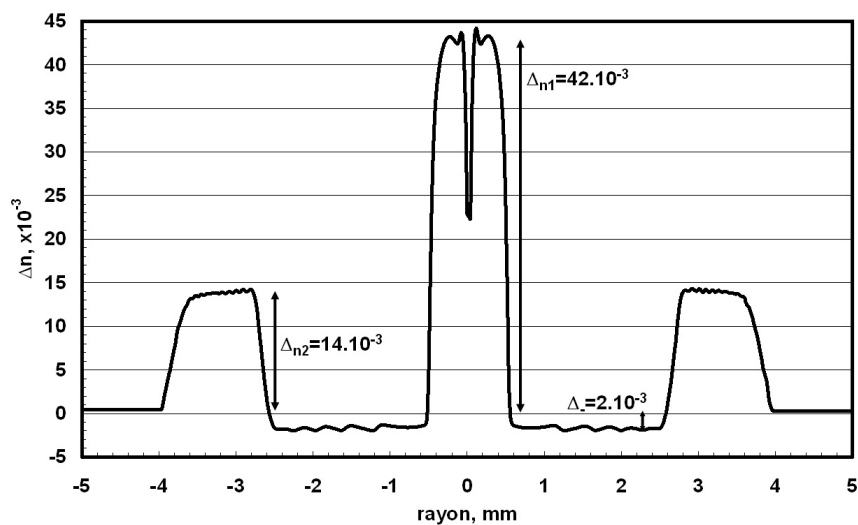


Figure III-13 : Profil d'indice de réfraction de la préforme n°1 réalisée.

La régularité de ce profil met en évidence la qualité de la réalisation de part la raideur des fronts montants et descendants, combinée à une platitude de l'indice au niveau des cœurs. Il faut aussi noter la présence d'un creux au niveau du cœur central apparu lors de la phase de rétreint. Son effet théorique a déjà été étudié [III-20] et est intégré dans les calculs. L'étape suivante consiste à étirer cette préforme pour obtenir la fibre optique proprement dite. Dans le but de retrouver des dimensions proches des demandes théoriques, un tronçon de fibre a été étiré avec un diamètre extérieur de 158 μ m.

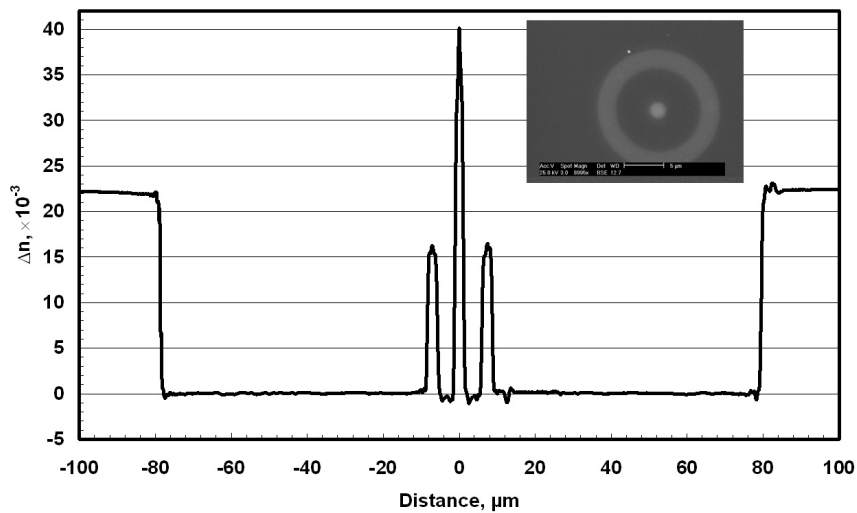


Figure III-14 : Profil d'indice de réfraction expérimental de la FDCC n°1; Image MEB de la FDCC n°1 portée en insert.

Le profil d'indice de réfraction de la fibre est mesuré sur le système commercial du laboratoire par la méthode du champ proche réfracté. Il a permis de déterminer les paramètres opto-géométriques de la fibre ainsi réalisée, données comparées aux exigences théoriques (cf. **tableau III-12**). Les valeurs des rayons sont prises à la mi-hauteur ($n/2$).

	n_1	n_2	n_3	n_4	r_1 (μ m)	r_2 (μ m)	r_3 (μ m)
Profil théorique	1,4847	1,4583	1,444	1,444	1	5,58	8,09
Profil réel	1,4858	1,458	1,442	1,444	1,02	5,47	8,01

Tableau III-12 : Paramètres opto-géométriques théoriques et expérimentaux de la FDCC n°1 à 1550nm.

La précision de l'appareil de mesure est de $0,1\mu\text{m}$ sur les rayons et de 2.10^{-4} sur les différences d'indice. Un excellent accord est à noter entre les valeurs calculées et mesurées malgré quelques fluctuations au niveau de n_1 , là où les concentrations en dopant sont maximales. Il faut aussi remarquer la présence d'une gaine enterrée entre les deux cœurs sur la fibre réalisée. Ce faible dopage au fluor s'inscrit dans les procédés de fabrication d'Alcatel afin d'accroître les performances. L'image issue du microscope électronique à balayage (cf. insert de la **figure III-14**) confirme les dimensions et démontre de la bonne circularité et concentricité des cœurs. Ces nouveaux paramètres sont retenus pour les prochaines étapes de simulation.

III.1.2 Métrologie

Une fois la fibre réalisée, il convient de la caractériser pour savoir si elle répond au cahier des charges initial. Pour cela plusieurs bancs de mesure spécifiques ont été soit utilisés, soit développés pour les besoins de l'étude.

III.1.2.a Caractérisation des modes de la structure

Un tronçon de plusieurs centaines de mètres a été obtenu qui va faire l'objet de diverses mesures. La fibre est enroulée sur une bobine de diamètre 20cm (l'influence de l'enroulement sera considérée négligeable dans ces conditions ce qui sera débattue par la suite). La première caractérisation consiste à vérifier que la lumière est bien guidée dans la fibre et que le guide central est bien unimodal dans la bande C. Puis, l'évolution de la forme des modes guidés de cette structure en fonction de la longueur d'onde sera estimée. Pour opérer ces manipulations, un banc de mesure simple d'imagerie en champ proche est mis en œuvre en suivant ce schéma :

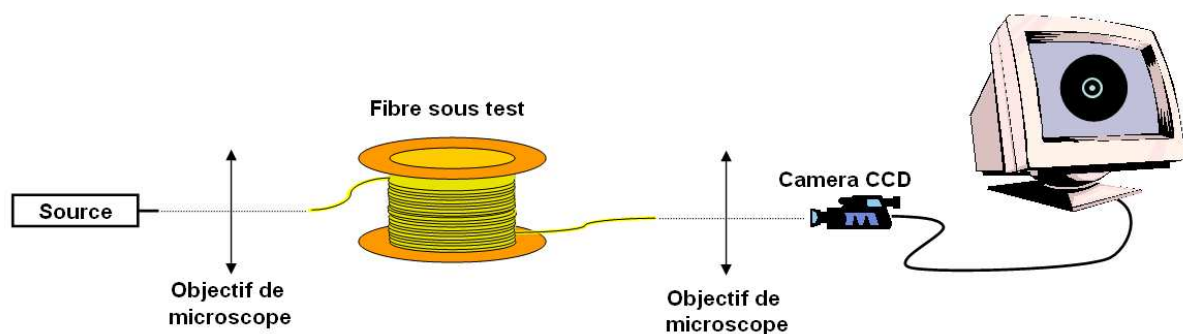


Figure III-15 : Montage de visualisation des modes de la fibre optique.

En entrée, une source optique génère de la lumière qui est injectée dans la fibre sous test (ici la FDCC n°1) au moyen d'un objectif de microscope fixé sur un système de déplacement trois axes (x,y et z). L'ajout en entrée d'une fibre du type SMF-28 ou d'une fibre à petit cœur (non représentée sur la **figure III-15**) permet d'obtenir une meilleure injection si besoin est. La lumière émise en sortie de fibre passe alors de nouveau dans un objectif de microscope afin de réaliser son imagerie en champ proche. La distribution d'intensité est visualisée sur un moniteur relié à une caméra CCD. Ce banc fonctionnera aussi bien aux longueurs d'onde de 633nm, 1300nm ainsi que sur la plage couvrant 1480nm à 1610nm à condition d'utiliser la source optique adaptée (respectivement : laser He-Ne, diode laser et source laser accordable).

Nous allons dans un premier temps évaluer uniquement de façon qualitative les résultats expérimentaux. Par la suite, des études précises seront menées afin de confirmer ces premières observations. De plus, l'injection en entrée sera réalisée uniquement dans le cœur central. Il est bon de se souvenir que ces conditions initiales ont une importance de premier ordre sur le comportement modal d'une fibre à deux cœurs concentriques (cf. Chapitre second).

A la longueur d'onde de 633nm, la présence de la lumière en sortie de fibre est limitée au cœur central. De plus, la photo **III-16(a)** ci-dessous confirme le caractère multimode du guide central à cette longueur d'onde (combinaison du LP_{01} et LP_{11}) :



Figure III-16 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC n°1 à 633nm pour une injection centrée (a) et décalée (b).

Par opposition, il est possible de n'exciter que le guide annulaire. En sortie de fibre, l'image **III-16(b)** met en évidence cette injection préférentielle sur laquelle on note la présence de deux maximums d'énergie caractéristiques des modes LP_{x2} (conséquence directe de l'épaisseur du cœur annulaire).

A la longueur d'onde de 1300nm pour une injection centrée, un confinement total de l'énergie dans le cœur central est observé. De plus, le guide central semble être devenu unimodal d'après la répartition gaussienne de l'énergie, comportement prévu théoriquement :

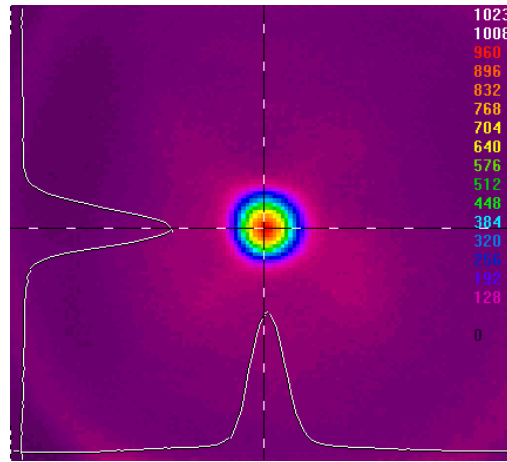


Figure III-17 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC n°1 à 1300nm pour une injection centrée.

Dans la bande C, la proportion d'énergie dans le cœur central diminue au profit de l'anneau (ce qu'illustre la **figure III-18** à la longueur d'onde de 1550nm) alors que les conditions d'injection précédentes demeurent inchangées.

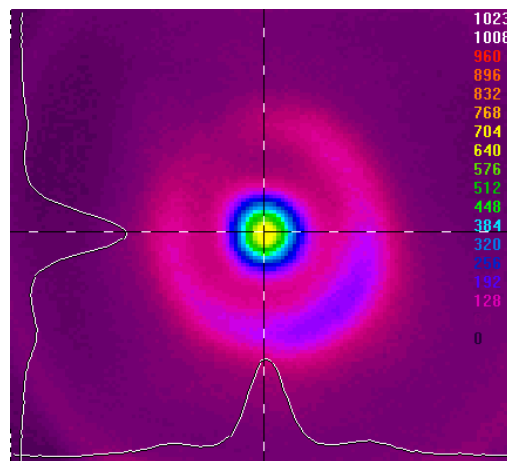


Figure III-18 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC n°1 à 1550nm pour une injection centrée.

Ce passage d'énergie est la conséquence directe d'une convergence des indices effectifs des modes fondamentaux des deux guides pris isolément ou autrement dit d'un rapprochement avec la zone d'accord de phase (λ tend vers λ_0 avec λ_0 estimée à 1600nm).

III.1.2.b Caractérisation de la dispersion chromatique

Cette fibre est ensuite analysée dans le but d'évaluer la dispersion chromatique, paramètre au centre de notre étude. Pour ce faire, deux manipulations sont mises en œuvre. La première est classique et consiste à déterminer l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde à l'aide de l'appareil commercial E.G.&G. CD300 du laboratoire. La seconde porte sur la vérification de la valeur de la dispersion précédemment établie à la longueur d'onde unique de 1548nm en déterminant l'étalement temporel grâce à un autocorrélateur.

III.1.2.b.i Mesure à l'aide du E.G.&G.

Un tronçon de 150m de FDCC est soudé à deux fibres du type SMF-28 en entrée et sortie pour injecter et détecter l'énergie uniquement dans le cœur central. Cette configuration, notée module (utilisation de la notation D_{mod}), sera retenue pour toutes les mesures de dispersion chromatique utilisant cet appareil afin de satisfaire aux conclusions du Chapitre second. N'oublions pas que l'outil E.G.&G. travaille sur la méthode du retard de phase référencée par la norme ITU-T G680, méthode sur laquelle nous avons basé nos études théoriques.

La **figure III-19** traduit l'évolution de la dispersion chromatique de l'ensemble FDCC associée aux deux SMF-28 (configuration module) :

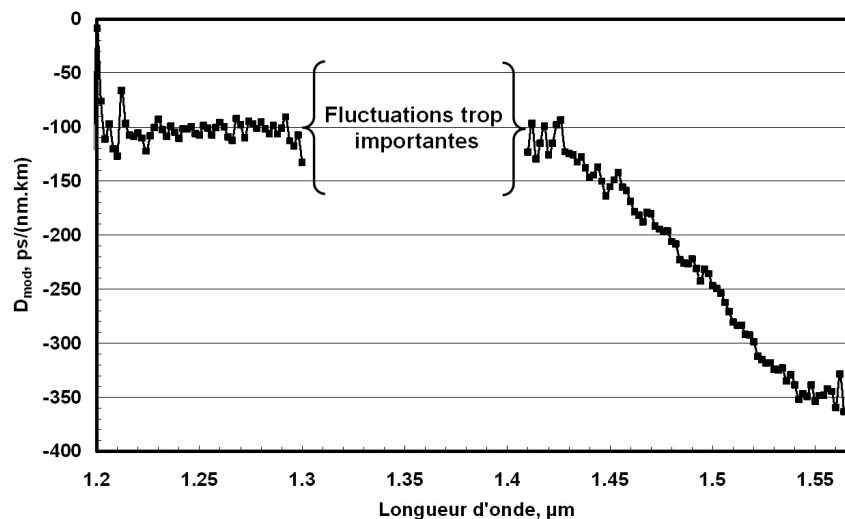
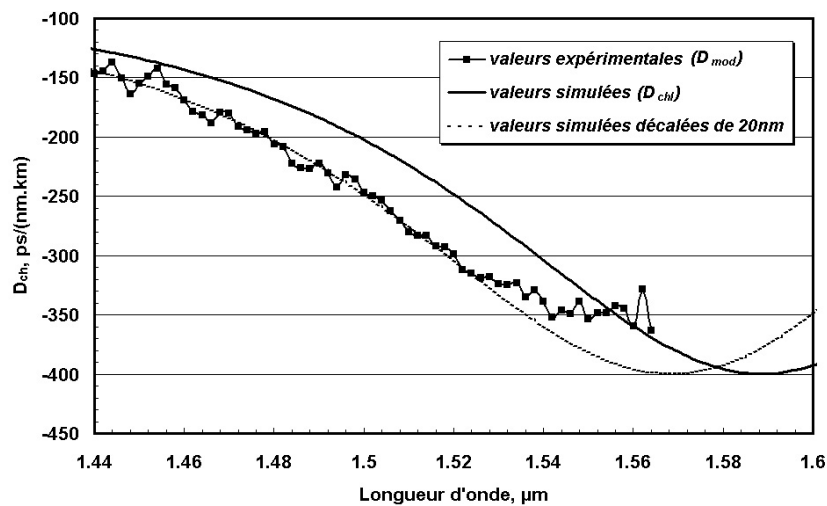


Figure III-19 : Evolution de D_{mod} en fonction de la longueur d'onde avec injection et détection dans le cœur central de la FDCC n°1; Mesures effectuées sur système E.G.&G.

La courbe met en évidence une évolution décroissante lente de la dispersion chromatique, évolution qui tend vers une valeur minimale de $-350\text{ps}/(\text{nm.km})$ autour de $1,55\mu\text{m}$ avec une pente de $-1,3\text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ dans la Bande C. En début de bande, les valeurs de D_{mod} restent négatives, de l'ordre de $-100\text{ps}/(\text{nm.km})$. Il faut noter la présence d'une zone noire (de $1,31\mu\text{m}$ à $1,4\mu\text{m}$) intrinsèque à l'appareil, correspondant à la non émission des deux diodes donnant lieu à des fluctuations importantes qui masquent le résultat.

Un zoom de la courbe précédente est appliqué autour de la bande C pour une meilleure lisibilité. Les données sont comparées aux résultats théoriques issus de la méthode matricielle :



**Figure III-20 : Comparaison des évolutions de la dispersion chromatique théorique (méthode matricielle prenant en compte uniquement le supermode fondamental) et expérimentale (D_{mod}) de $1,44\mu\text{m}$ à $1,6\mu\text{m}$;
Insertion d'une courbe théorique en pointillée décalée de 20nm.**

Nous constatons une très bonne concordance entre les résultats calculés et mesurés en début de bande jusqu'à la longueur d'onde de $1,53\mu\text{m}$. Les données expérimentales montrent que les RDS correspondants à la FDCC et à une fibre du type SMF-28 sont égalisés en bande C :

$$\frac{-1,3\text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})}{-350\text{ps}/(\text{nm.km})} \approx \frac{0,058\text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})}{16,5\text{ps}/(\text{nm.km})} \approx 3,6.10^{-3} \text{ nm}^{-1}$$

On en déduit alors le rapport de longueur. Sa valeur est de 22 ($-350/-16,5$) soit légèrement supérieure aux 19,7 prévus théoriquement. Cette augmentation est due au fait que nous travaillons plus près du minimum de dispersion, là où les valeurs sont plus conséquentes et la

penne plus faible. L'évolution de D_{mod} dans cette zone de 35nm n'offre pas une linéarité parfaite ce qui se traduira par une augmentation de la variation de la dispersion chromatique résiduelle une fois la compensation achevée.

La courbe tracée en pointillée correspond aux valeurs théoriques de la courbe en trait plein à la différence près que l'axe des abscisses a subi un décalage de 20nm vers les longueurs d'onde basses. Cette modification permet de mettre en évidence la similitude des évolutions théorique et expérimentale pour les longueurs d'onde inférieures à 1,53 μm . Les dispersion minimales des courbes calculées et simulées présentent de légères différences de niveau : -350ps/(nm.km) et -400ps/(nm.km) respectivement. Or ces constatations sont en accord avec les conclusions du Chapitre second. En effet, autour de la zone d'accord de phase l'influence du second supermode n'est plus négligeable, ce qui se traduit par une augmentation des valeurs de D_{mod} en comparaison avec les courbes théoriques qui elles ne prennent en compte que le supermode fondamental. C'est ce que confirme le tracé des évolutions théoriques de la D_{ch} prenant en compte la présence des deux supermodes ou du seul supermode fondamental :

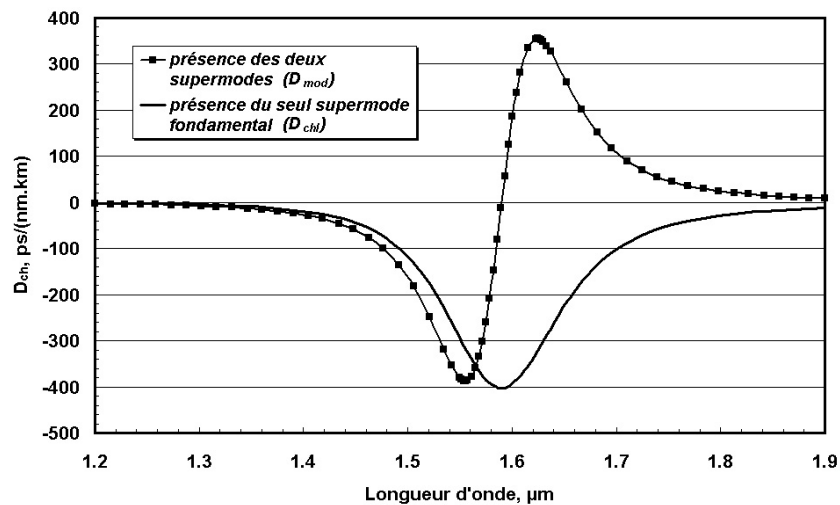


Figure III-21 : Evolution des D_{ch} théoriques en présence des deux supermodes (D_{mod}) ou du seul supermode fondamental (D_{ch1}) calculée avec la formule [II-80]; Insertion d'un zoom entre 1,44 μm –1,6 μm .

Les deux évolutions théoriques ont été calculées au moyen de la formule [II-80] déterminée dans le Chapitre second (avec $\rho=0$ pour la présence seul du supermode fondamental). Les grandeurs nécessaires au calcul de la forme sont répertoriées dans le tableau ci-dessous et sont extraites de la méthode matricielle :

Paramètres	p_1 (μm^{-1})	p_2 (μm^{-1})	λ_0 (μm)	n_{e0} à λ_0	n_I à λ_0	n_{II} à λ_0	L (m)
valeurs	0,0287	0,0159	1,59	1,44986047	1,45028444	1,44920764	150

Tableau III-13 : Paramètres opto-géométriques de la FDCC n°1 pour l'équation [II-80].

De façon à valider expérimentalement la présence des deux rebonds symétriques sur la courbe de D_{mod} , un autre tronçon de fibre a été étiré avec un diamètre plus faible ($d_{\text{ext}}=140\mu\text{m}$) pour décaler la longueur d'onde de phase matching vers les longueurs d'onde basses. Grâce à cette opération, l'évolution complète va pouvoir être observée sur la fenêtre de travail de l'appareil E.G.&G. et donne :

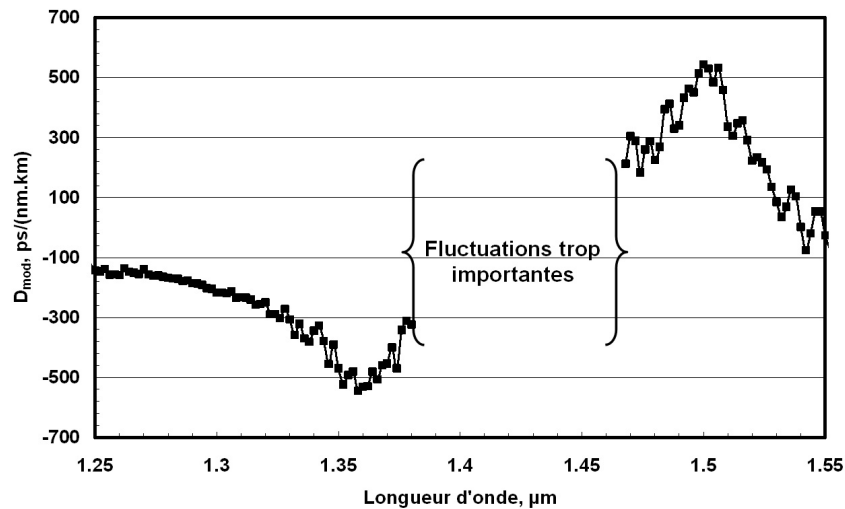


Figure III-22 : Evolution de la courbe de D_{mod} utilisant la FDCC n°1 avec un plus petit diamètre de 140 μm .

La présence des deux rebonds symétriques est sans équivoque, validant une nouvelle fois la théorie du Chapitre second. Les valeurs des dispersions minimales et maximales sont voisines au signe près et se situent autour de 530ps/(nm.km). Du fait de la diminution des paramètres géométriques, cette valeur mesurée a augmenté en comparaison avec les 350ps/(nm.km) précédents.

III.1.2.b.ii Mesure à l'autocorrélateur

Le but de cette mesure complémentaire est de confirmer les valeurs des dispersions chromatiques trouvées à l'aide de l'appareil E.G.&G.. En réalité, l'expérience s'appuiera uniquement sur la longueur d'onde de 1548nm, longueur d'onde de fonctionnement du laser. Le montage expérimental est le suivant :

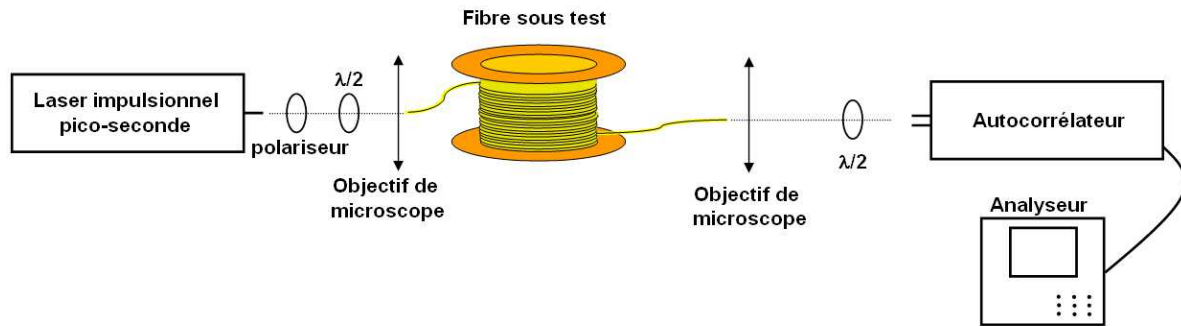


Figure III-23 : Montage d'analyse d'impulsions temporelles.

En entrée, un laser impulsionnel pico-seconde envoie une impulsion temporelle courte (largeur à mi-hauteur de 5,4ps) de forte puissance (200mW à 1548nm) avec une largeur spectrale de l'ordre de 1,5nm. Cette impulsion est injectée en entrée de la FDCC dans son cœur central uniquement au moyen d'un objectif de microscope (soudure en entrée d'une fibre du type SMF-28 ou petit cœur pour faciliter l'injection si nécessaire). Le rendement d'injection est très faible à cause de la géométrie rectangulaire du faisceau lumineux du laser. En sortie d'un tronçon de 30m de la FDCC, la lumière est focalisée grâce à un objectif de microscope dans un autocorrélateur. Ce dernier relié à un analyseur détermine la forme de l'impulsion temporelle finale. Les lames $\lambda/2$ permettent quant à elles d'ajuster les états de polarisation.

Une impulsion initiale est injectée en entrée de fibre puis récupérée après une propagation de trente mètres. Sur la **figure III-24**, nous observons bien un élargissement temporel de l'impulsion finale qui présente une largeur à mi-hauteur de 20,5ps. D'après la courbe de D_{mod} expérimentale de cette fibre, un calcul simple aboutissait à un élargissement de $350\text{ps}/(\text{nm.km}) \times 30\text{m} \times 1,5\text{nm} = 15,75\text{ps}$ à la longueur d'onde de 1548nm. Soit une largeur à mi-hauteur finale égale à $15,75\text{ps} + 5,4\text{ps} = 21,15\text{ps}$. Les deux résultats sont donc en accord, validant par la même les résultats expérimentaux issus de l'appareil E.G.&G..

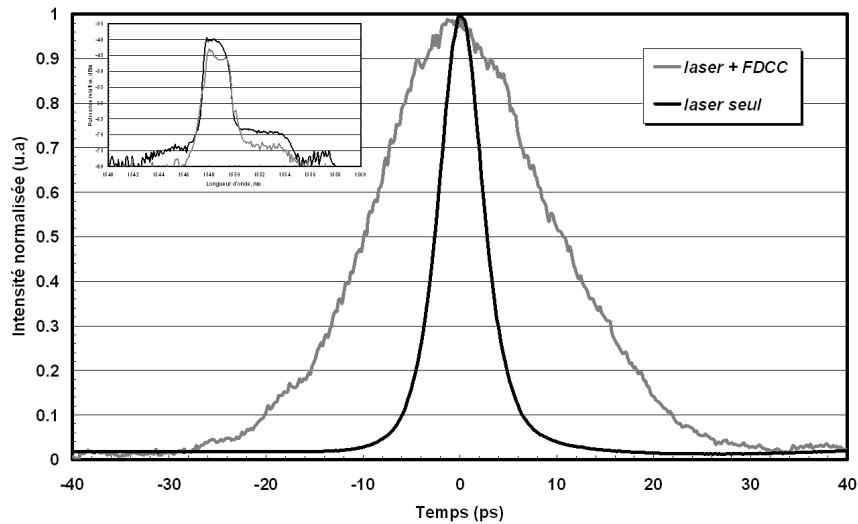


Figure III-24 : Autocorrélations temporelles des impulsions en entrée et en sortie de FDCC à 1548nm; Les spectres sont portés en insert.

De plus, il faut noter qu'une puissance très faible de 0,3mW a été volontairement injectée en entrée de fibre dans le but de ne pas introduire des effets non linéaires perturbateurs (cf. l'insert de la **figure III-24** : même spectre avec ou sans FDCC). En effet, plus la puissance injectée augmente et plus le spectre récupéré en sortie de fibre s'étale, révélant ainsi la création de longueurs d'onde par effet Kerr (contribution principale de l'automodulation de phase) comme l'illustre le graphique suivant :

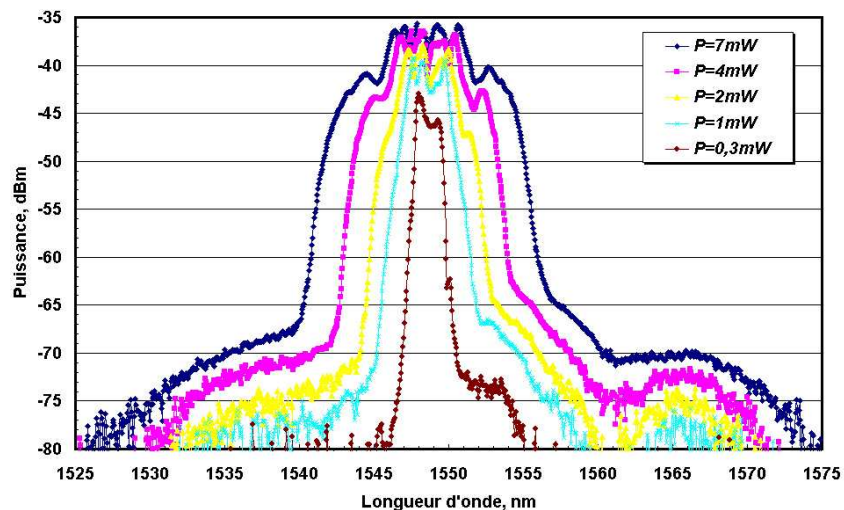


Figure III-25 : Evolution du spectre en sortie de la FDCC en fonction de la puissance injectée en entrée.

A la vue de ces résultats, nous retrouvons les ordres de grandeurs énoncés dans le Chapitre premier à savoir que les opérateurs préconisent des puissances d'injection maximales dans les liaisons optiques à haut débit légèrement inférieures au mW.

III.1.2.c Mesure de l'aire effective

La première étape concernant la dispersion chromatique étant validée, nous allons regarder plus en détail les autres grandeurs caractéristiques de notre fibre. La première qui a retenu un fort intérêt dans la littérature pour les liaisons du haut débit est l'aire effective. De façon à l'évaluer expérimentalement, un banc de mesure a été conçu dont le dispositif est le suivant :

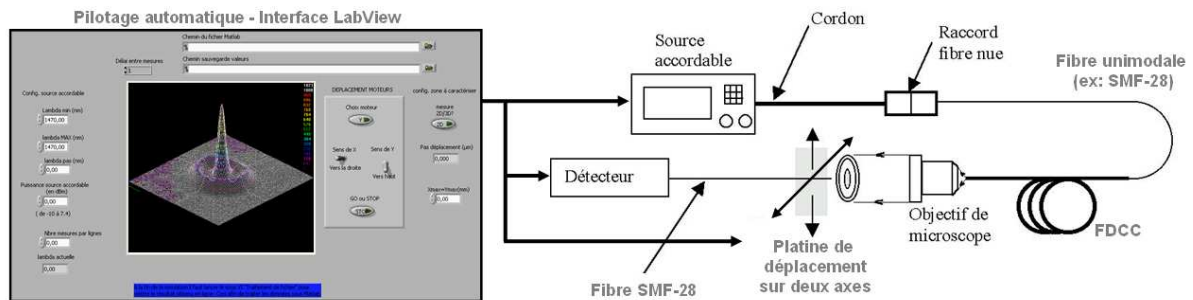


Figure III-26 : Montage optique de détection et d'analyse en champ proche de la face de sortie d'une FDCC.

La source optique à notre disposition est une source accordable [1480nm–1610nm] qui permet de couvrir toute la bande C. La puissance en entrée est toujours injectée préférentiellement dans le cœur central de la FDCC par l'intermédiaire d'une fibre unimodale. En sortie, une image en champ proche de l'intensité du champ guidé par la FDCC est réalisée par l'intermédiaire d'un objectif de microscope. Une fibre du type SMF-28 est alors placée en face raccordée au détecteur afin d'échantillonner en deux dimensions l'intensité du champ. Le tout est piloté par ordinateur à l'aide d'une interface réalisée avec le logiciel LabView. Pour plus de détail sur l'automatisation, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage [III-8].

Les résultats sont ensuite exploités sous Matlab et comparés aux valeurs théoriques (cf. **figure III-27**).

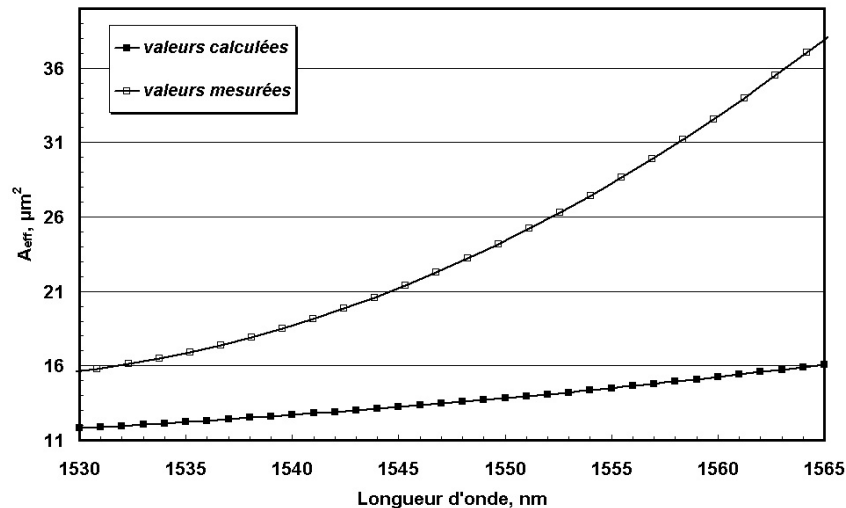


Figure III-27 : Evolution de l' A_{eff} théorique et expérimentale dans la bande C.

Les valeurs expérimentales sont légèrement plus fortes que celles théoriques aux basses longueurs d'onde : $16\mu\text{m}^2$ contre $12\mu\text{m}^2$ à 1530nm . La différence est attribuée à un plus faible confinement du champ électrique réel que celui prévu théoriquement et aux précisions de mesure. Par contre, cet écart augmente de façon importante avec la longueur d'onde. En effet, les valeurs théoriques prennent en compte uniquement le supermode fondamental, négligeant complètement la contribution du second supermode. Or, cette contribution croît de plus en plus lorsqu'on s'approche de la longueur d'onde de phase matching (cf. **figure II-6**) ayant pour conséquence un surplus d'énergie dans l'anneau. Cette énergie supplémentaire, occupant la surface annulaire importante donne lieu à un développement exponentiel des valeurs d'aire effective. C'est pour cette raison principale qu'on se retrouve à 1550nm avec $24\mu\text{m}^2$ contre seulement $14\mu\text{m}^2$ par le calcul.

III.1.2.d Evaluation des pertes

Deux séries de mesures concernant l'atténuation linéique et les pertes de raccordement vont être menées pour savoir si cette fibre répond aux critères d'insertion dans un environnement existant. De plus, la valeur des pertes de propagation nous permettra de remonter à la FOM (cf. Eq. [I-47]), grandeur très utilisée par les opérateurs pour évaluer les performances des compensateurs.

III.1.2.d.i Pertes de raccordement

L'étude des pertes de connexion porte sur une fibre du type SMF-28 et notre FDCC. La longueur du tronçon de FDCC utilisée est suffisamment faible ($L=1\text{m}$) pour éliminer la contribution des pertes de propagation. Les données expérimentales sont issues d'un banc de mesure conventionnel et sont estimées par la méthode normalisée du « Cut-Back » illustrée en traits pointillés :

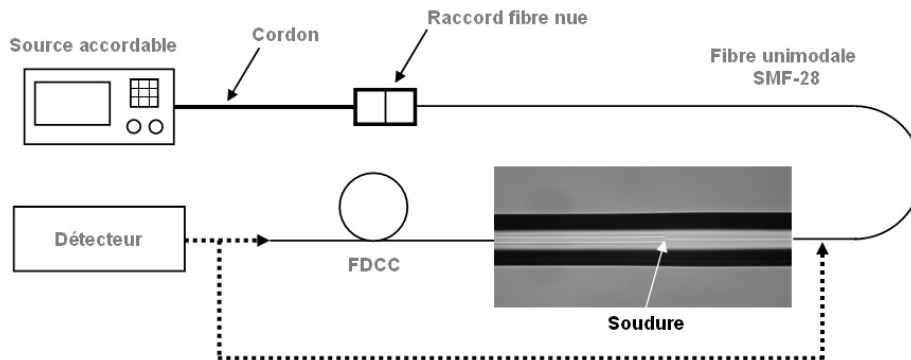


Figure III-28 : Montage de mesure des pertes de connexion entre une fibre unimodale et la FDCC.

La source optique est toujours une source laser accordable émettant sur la bande [1480nm–1610nm]. En entrée, l'injection de lumière est réalisée dans le cœur central de la FDCC au moyen de la SMF-28 qui sera soudée par la suite. En sortie, un détecteur à grande surface (pour s'assurer de recueillir toute la lumière guidée) reçoit les puissances. Le tout est piloté par ordinateur sous LabView.

Une fois l'alignement effectué entre le cœur de la SMF-28 et le cœur central de la FDCC, une première soudure est opérée. Des multirefusions sont ensuite appliquées pour réduire la valeur des pertes, tout en s'assurant que la lumière injectée demeure uniquement dans le cœur central de la FDCC et ne diffuse pas dans le cœur annulaire en sortie. Les multirefusions sont très brèves de façon à créer une soudure adiabatique pour favoriser le confinement du champ. Pour ce faire, les caractéristiques de la soudeuse ont été modifiées en sélectionnant un courant de soudage le plus faible possible (10mA) et une durée minimale de 0,1s. Les résultats des mesures sont comparés à ceux obtenus par le calcul autour de la bande C :

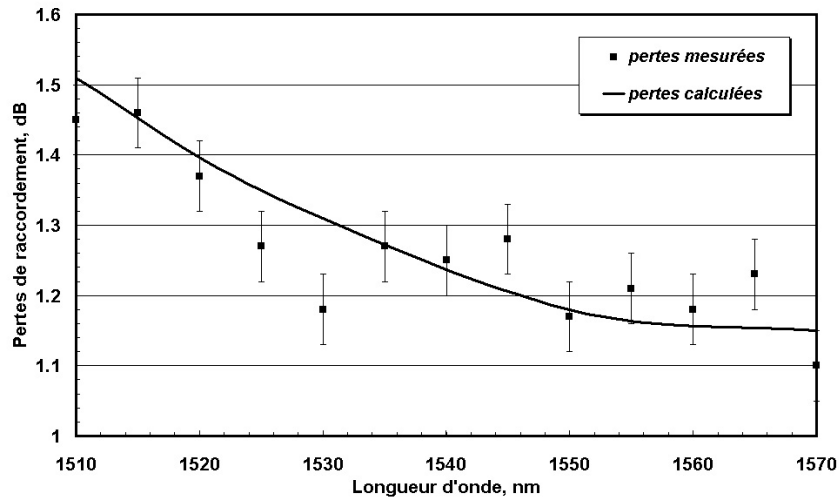


Figure III-29 : Pertes de raccordement expérimentales et théoriques entre une SMF-28 et la FDCC autour de la bande C.

Les valeurs mesurées (à 0,1dB près) et simulées présentent un bon accord. La valeur moyenne des pertes de connexion dans la bande C est faible, autour d'1,2dB (proche des valeurs attendues du **tableau III-7**). La proximité des deux cœurs de la FDCC permet d'accroître l'intégrale de recouvrement avec le champ guidé par la fibre unimodale. Mais par opposition, cette proximité rend l'utilisation de multirefusions peu performante en raison d'une dégradation rapide du champ guidé par la FDCC (passage de l'énergie du cœur central vers le cœur annulaire).

III.1.2.d.ii Atténuation linéique

Ce second paragraphe s'intéresse aux pertes de propagation. La mesure s'appuie sur deux analyses différentes. Une première reprend le montage précédent (cf. **figure III-28**) et une seconde repose sur les données issues d'un appareil commercial fonctionnant aussi sur le principe du Cut-Back. Les deux méthodes donnant les mêmes résultats, seule la seconde manipulation est présentée. L'injection de lumière en entrée dans le cœur central de la FDCC par l'intermédiaire d'une fibre SMF-28 est toujours maintenue.

De façon à améliorer la précision des mesures, un tronçon d'un kilomètre de FDCC étiré à partir de la même préforme initiale est employé. Les valeurs obtenues sont reportées sur le graphique suivant :

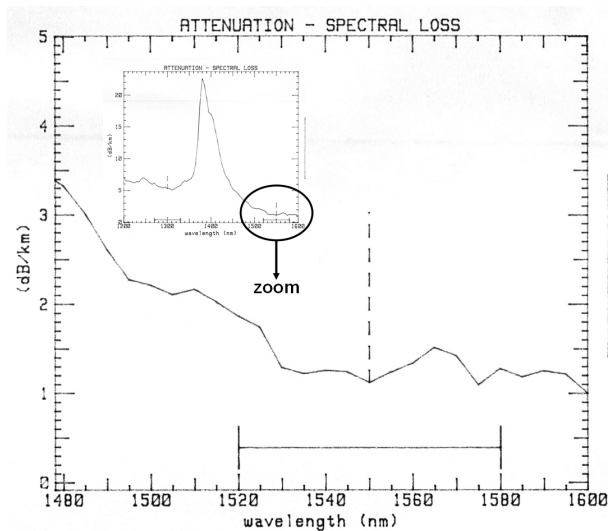


Figure III-30 : Atténuation linéique expérimentale d'un tronçon d'un kilomètre de FDCC autour de la bande C; Atténuation du spectre entier est portée en insert.

Dans la bande C, les pertes sont proches de 1,2dB/km alors que théoriquement elles étaient annoncées autour de $(0,63+0,05)$ dB/km à 1550nm d'après le pourcentage en dopant germanium (cf. Eq. [III-1] avec $\Delta n=43,8 \cdot 10^{-3}$). Cette différence est attribuée principalement à la présence non souhaitée d'ions OH^- (insertion durant la fabrication de la préforme) ayant pour conséquence une augmentation de l'absorption, hausse visible sur l'insert de la **figure III-30** à 1380nm (pertes > 20dB/km). Néanmoins, il faut noter que cette valeur de pertes reste en accord avec les dernières valeurs publiées (autour du dB/km [III-21]) sur de telles fibres à deux cœurs concentriques.

Connaissant ces pertes de propagation, il en découle la valeur de la figure de mérite expérimentale d'après l'équation [I-47] à 1550nm.

$$\text{FOM}_{\text{exp}} = \frac{350}{1,2} = 290\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{dB})$$

La valeur est divisée par deux par rapport aux prévisions théoriques. Malgré cette diminution, la FOM satisfait le cahier des charges n°1 (cf. paragraphe II.2.1).

III.1.2.e Influence de la courbure

Un dernier paramètre à évaluer est l'influence du rayon de courbure notamment produit au cours de l'enroulement de la FDCC lors de son insertion dans un module compensateur. Il a été démontré par notre équipe que le décalage de la longueur d'onde de phase matching est proportionnel à l'inverse du rayon de courbure [III-22], effet ayant peu d'influence sur les valeurs de la D_{ch} . En appliquant la même logique, notre FDCC a été simulée avec la méthode des éléments finis, seule méthode parmi les trois décrites en début autorisant cette approche. En effet, pour analyser une courbure, on utilise une transformation conforme qui permet de représenter un guide courbé par un guide rectiligne équivalent [III-23]. Dans le cas de la fibre optique, le profil d'indice équivalent noté $n_{eq}(r,\varphi)$ est donné par :

$$n_{eq}(r,\varphi) = n(r,\varphi) \left(1 + \frac{r \cos(\varphi)}{R_c} \right) \quad [III-4]$$

avec $n(r,\varphi)$ le profil d'indice du guide non courbé et R_c le rayon de courbure

Cette relation est directement introduite dans le logiciel. Une conséquence immédiate et visuelle d'une courbure concerne la distribution transverse du champ électrique du mode de la fibre courbée. Elle se retrouve localisée dans le demi-plan $x>0$ lorsque le rayon de courbure diminue entraînant une élévation de la valeur de l'indice effectif, comme l'illustrent les graphiques suivants :

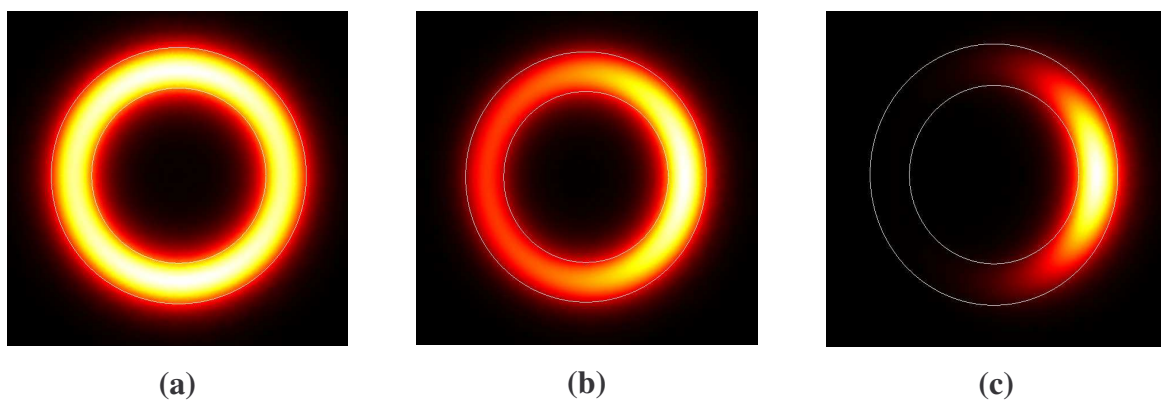


Figure III-31 : Distribution transverse de champ électrique du mode fondamental du guide annulaire seul rectiligne puis courbée à $\lambda=1,55\mu\text{m}$; (a) $R_c=\infty$ avec $n_{eff}=1,450356104$, (b) $R_c=10\text{cm}$ avec $n_{eff}=1.450366447$, (c) $R_c=1\text{cm}$ avec $n_{eff}=1.450907062$; Les contours de l'anneau sont reportés en blanc.

Il est à noter que l'effet de la courbure sur les modes du guide central est négligeable. Par conséquent, on comprend aisément que la longueur d'onde de phase matching se trouve décalée vers les basses longueurs d'onde puisque seul l'indice effectif du mode fondamental de l'anneau augmente. Les simulations permettent de déterminer les ordres de grandeur du décalage :

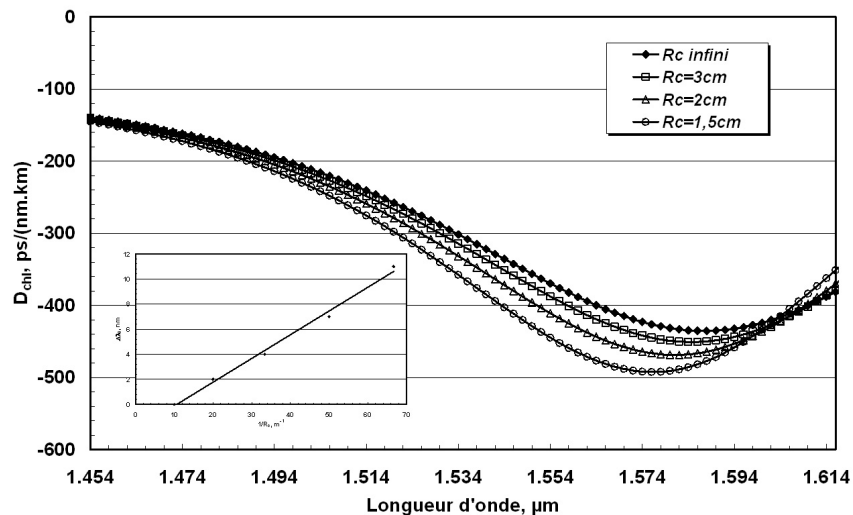


Figure III-32 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental en fonction de la longueur d'onde paramétrée par le rayon de courbure; Evaluation du décalage de la longueur d'onde de phase matching en fonction de $1/R_c$ portée en insert.

Pour approcher au mieux la réalité, le profil simulé incorpore un cœur central de forme gaussienne calé sur le profil réel. Le calcul donne des valeurs de D_{chI} légèrement différentes de celles obtenues par un profil à saut avec la méthode matricielle : minimum de D_{chI} de la FDCC droite de $-430\text{ps}/(\text{nm.km})$ contre $-400\text{ps}/(\text{nm.km})$ respectivement. Ces différences restent néanmoins mineures.

De plus, les courbes témoignent que l'influence du rayon de courbure prend sens à partir des valeurs inférieures à 2cm. Le décalage de la longueur d'onde de phase matching est bien proportionnel à l'inverse du rayon de courbure et atteint une valeur de 12nm pour $R_c=1,5\text{cm}$. Par conséquent, le rayon de courbure introduit lors de l'enroulement de la fibre permet de modifier légèrement, dans le cas présent, la courbe de D_{chI} donc la pente de D_{chI} et de fixer le minimum de dispersion. C'est un moyen simple à mettre en œuvre pour ajuster la courbe de D_{chI} selon les besoins après l'étape de fabrication. Du point de vue expérimental, nous retrouvons ce même comportement :

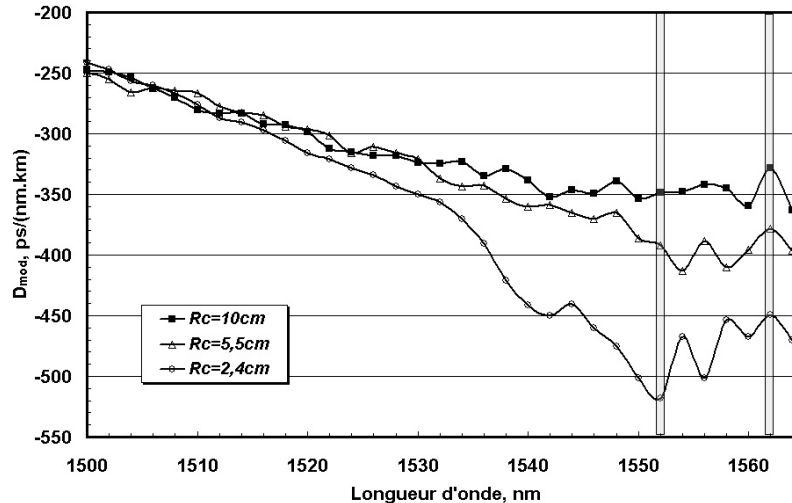


Figure III-33 : Evolution expérimentale de D_{mod} en fonction du rayon d'enroulement.

La courbe de D_{mod} se trouve bien décalée vers les longueurs d'onde basses quand les rayons de courbure diminuent. Ce décalage est faible, inférieur à 10nm pour $R_c=2,4\text{cm}$ (contre 6nm théoriquement). Par contre, la modification apportée par l'enroulement sur les valeurs de la dispersion est plus élevée que celle annoncée en simulation. Cette différence (significative pour de faibles rayons de courbure) est attribuée à la qualité de l'enroulement qui comme on le voit par la présence d'ondulations importantes, dégrade la courbe de D_{mod} .

Un dernier point à spécifier se rapporte aux pertes d'enroulement. Ces dernières ont été mesurées pour des rayons de courbure jusqu'à 2,4cm (impossibilité pratique au-delà) et considérées comme négligeables, ce qui est en accord avec les résultats théoriques (cf. **tableau III-7**).

III.1.3 Réalisation du module compensateur fonctionnant en bande C

La dernière étape a pour but d'associer le module compensateur à une fibre de ligne et de vérifier son bon fonctionnement. Pour ce faire, le module comprend un tronçon de 150m de FDCC enroulé sur un rayon de courbure de 10cm associé à deux tronçons d'un mètre de fibres unimodales du type SMF-28. Ces deux dernières fibres sont soudées en entrée et en sortie de la FDCC en prenant la précaution d'aligner les cœurs centraux entre eux pour satisfaire aux conditions de bon fonctionnement énoncées dans le Chapitre second. La courbe de D_{mod} de ce module correspond donc à la **figure III-20** expérimentale.

Ce module est ensuite connecté à une liaison de fibre unimodale d'une longueur de 3,3km de façon à respecter le rapport de longueur égale à 22 dans notre cas présent. La mesure de la dispersion chromatique de tout cet ensemble au système E.G.&G. aboutit à la **figure III-34** :

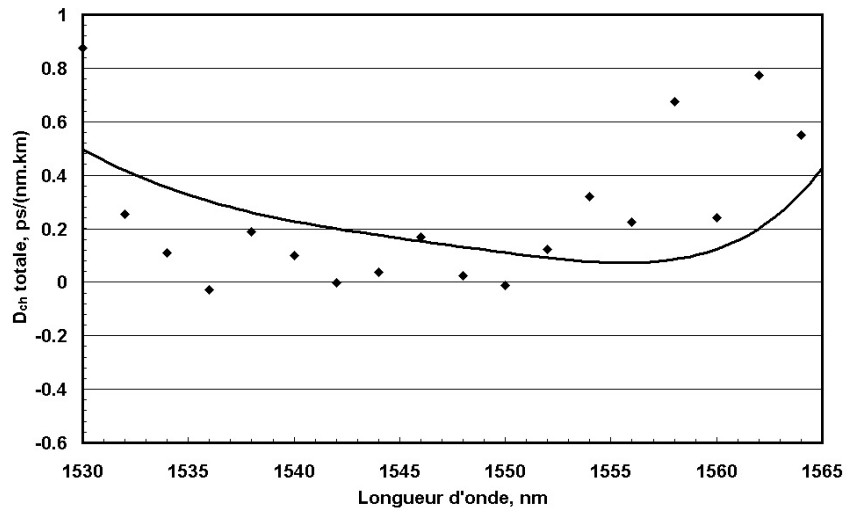


Figure III-34 : Evolution de la D_{ch} totale d'une liaison formée par 3,3km de SMF-28 associée au module compensateur.

Le résultat obtenu confirme les attentes à savoir que la D_{ch} de la fibre de ligne a été ramenée à des valeurs autour de zéro pour toutes les longueurs d'onde de la bande C. La valeur de la D_{ch} résiduelle est faible sur toute la bande avec un maximum de 0,41ps/(nm.km), résultat proche des 0,35ps/(nm.km) prévu théoriquement. La différence résulte de la position de la zone de travail expérimentale qui correspond au creux de la courbe et non à la partie quasi linéaire située une vingtaine de nanomètres en amont.

III.1.4 Conclusion partielle

Au final, les caractéristiques de ce module compensateur de dispersion chromatique répondent en tout point au cahier des charges n°1 défini en commun avec le groupe Alcatel. Le **tableau III-14** regroupe ses singularités :

	Minimum de D_{mod} ps/(nm.km)	Pente de D_{mod} en bande C ps/(nm ² .km)	Pertes de connexion SMF-28/FDCC	Atténuation linéique dB/km	FOM ps/(nm.dB)	A_{eff} μm^2	K SMF-28/FDCC	Résidu en bande C ps/(nm.km)
Valeurs théoriques	-325 à 1,569 μm	-1,14	1,17dB	0,6	540	17,3	19,7	0,35
Valeurs expérimentales	-350 à 1,56 μm	-1,3	1,2	1,2	290	24,2	22	0,41

Tableau III-14 : Comparatif des performances théoriques et expérimentales du module compensateur à 1550nm.

Ces performances en terme de rapport de longueur (22) et de D_{ch} résiduelle sont les meilleures obtenues à ce jour, en augmentation d'un facteur 5 par rapport aux résultats publiés.

III.2 Etude d'une fibre appliquée à la compensation en sous-bande

Cette seconde étude est à mettre en relation avec les simulations répondant au cahier des charges n°2.

III.2.1 Etirage de la préforme n°2

A partir du profil retenu lors de l'étape précédente de simulation (cf. **tableau III-8**, ligne en italique), permettant d'atteindre un fort rapport de longueur autour de 40, une préforme a été fabriquée par Alcatel. Son profil d'indice de réfraction est donné par la **figure III-35** :

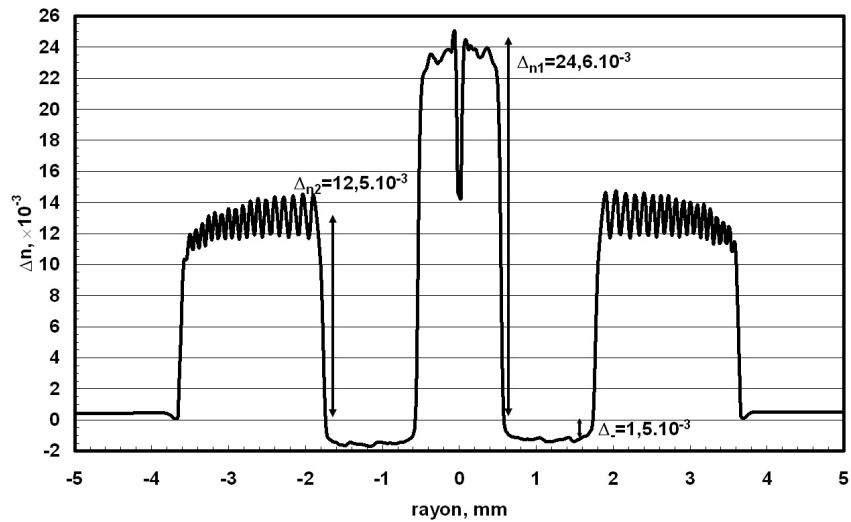


Figure III-35 : Profil d'indice de réfraction de la préforme n°2 réalisée.

Les étapes suivantes consistant à étirer cette préforme pour obtenir la fibre optique et à la caractériser sont en cours de réalisation à la date d'écriture du mémoire. Par conséquent, les résultats qui en découlent seront mentionnés ultérieurement. Néanmoins, on peut noter un bon accord entre les paramètres opto-géométriques expérimentaux et théoriques, ce qui est de bon augure pour la suite.

IV. Autres solutions alternatives pour contrôler la dispersion chromatique

Dans le but d'accroître les performances des modules de compensation de dispersion chromatique, diverses solutions ont aussi été étudiées. L'idée est de partir d'une ou plusieurs fibres à deux cœurs concentriques appliquées à la compensation monocanal, donc ayant des coefficients de dispersion chromatique très importants (10 fois plus forts que celui d'une fibre appliquée directement au WDM) et de modifier son évolution de façon à élargir la largeur à mi-hauteur (normalement située autour de 10nm) pour arriver à compenser plusieurs nanomètres de bande. Les rapports de longueur s'en trouveront directement augmentés pour dépasser le chiffre 20 énoncé dans la première partie qui apparaissait comme un maximum dans le cas de l'utilisation d'une fibre unique dans le module compensateur.

En collaboration avec Alcatel, une nouvelle préforme dont le profil d'indice de réfraction est indiqué sur la **figure III-36** (utilisée pour les validations expérimentales du Chapitre second), a été fabriquée.

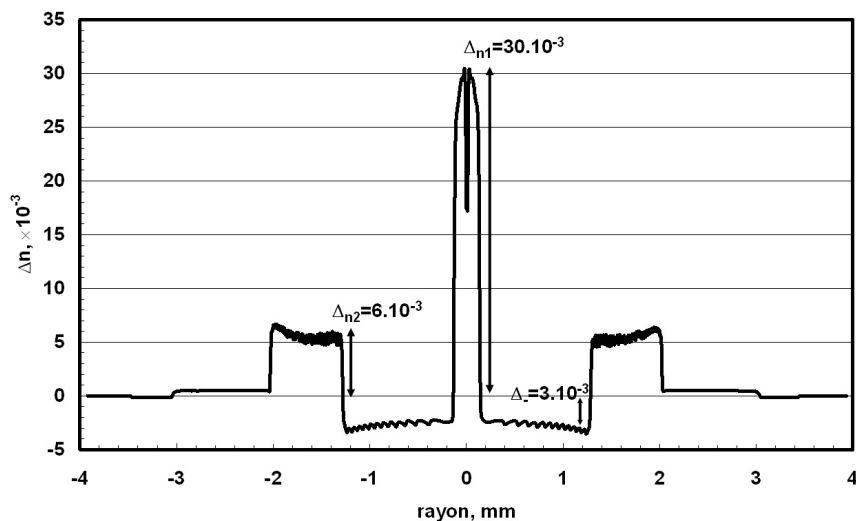


Figure III-36 : Profil d'indice de réfraction de la préforme adaptée à la compensation monocanal.

Il est à noter que cette préforme m'a permis de mener en parallèle, avec succès, une étude supplémentaire (cf. **Annexe 4**). Le projet visait la création d'un filtre égaliseur de gain basé sur la concaténation de fibres à deux cœurs concentriques. L'ondulation du spectre d'une source d'ASE a alors pu être réduite de 76% sur 28nm.

IV.1 La concaténation

Une première idée consiste à utiliser plusieurs fibres à forte dispersion négative de diamètres différents, puis à les raccorder. La somme des courbes de dispersion chromatique de chacune doit aboutir à un élargissement du pic de la courbe de dispersion chromatique tout en conservant les très fortes valeurs du coefficient de dispersion.

L'expérience utilise la nouvelle fibre à deux cœurs concentriques appliquée à la compensation monocanal disposant d'une évolution très rapide : dispersion minimale autour de $-3000\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ avec une largeur à mi-hauteur de 8nm . Trois tronçons élémentaires de diamètres (d_{ext}) différents ont été étirées : $161\mu\text{m}$, $163\mu\text{m}$ et $165\mu\text{m}$ avec une même longueur d'environ 80m . Ces tronçons enroulés avec un rayon de courbure de $7,5\text{cm}$ ont ensuite été raccordés entre eux afin d'obtenir le système suivant :

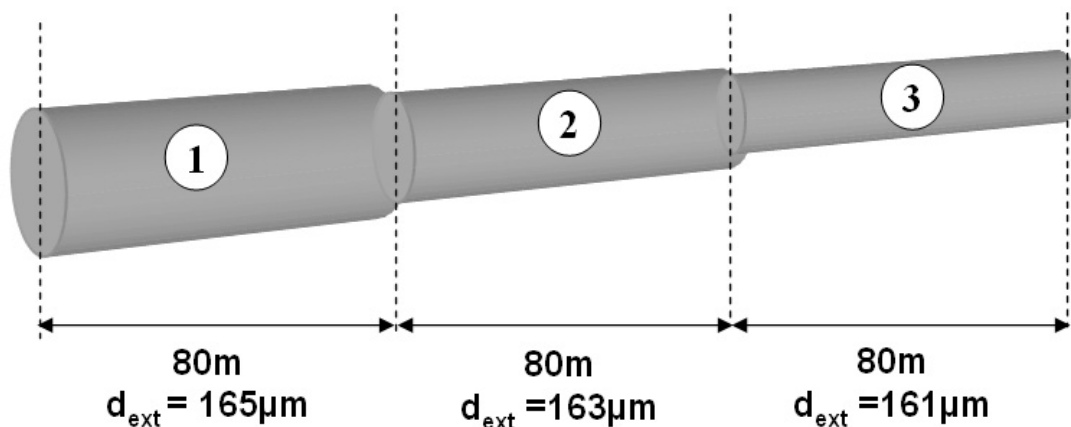


Figure III-37 : Représentation de l'association de trois tronçons d'une fibre fortement dispersive de même longueur et de diamètres différents : $161\mu\text{m}$, $163\mu\text{m}$ et $165\mu\text{m}$.

En entrée et en sortie de ce système, deux fibres du type SMF-28 sont soudées en suivant la règle de bon fonctionnement donnée au Chapitre second (les cœurs des SMF-28 sont alignés avec le cœur central de la FDCC : configuration module). La mesure de la dispersion chromatique réalisée par la méthode du retard de phase donne :

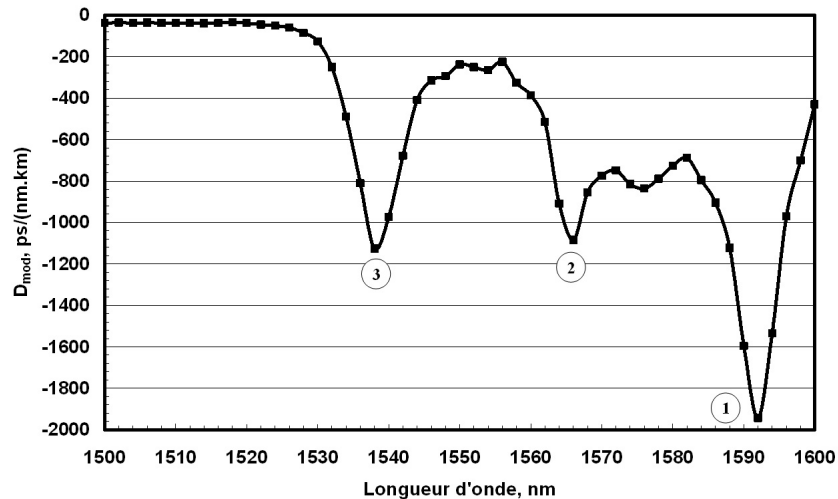


Figure III-38 : Mesure expérimentale de l'évolution de D_{mod} du tronçon total; les trois minimums sont repérés par les chiffres 1, 2 et 3.

La courbe obtenue met en évidence trois pics négatifs (numérotés de 1 à 3) qui semblent correspondre à la contribution des effets dispersifs de chacune des trois fibres. Pour le vérifier, chaque tronçon élémentaire est mesuré séparément puis une addition théorique des données est réalisée pour en faire la comparaison avec les valeurs expérimentales :

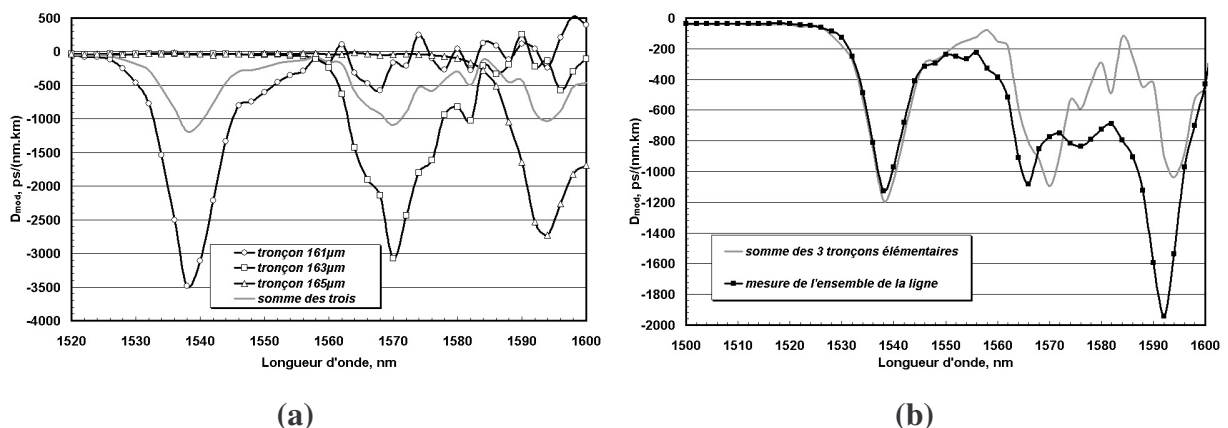


Figure III-39 : (a) Mesures expérimentales des évolutions de D_{mod} de chaque tronçon élémentaire (somme incluse en trait plein); (b) Comparaison des évolutions de D_{mod} correspondantes à la mesure de la ligne totale et à la somme des trois tronçons élémentaires.

Les deux courbes de la **figure III-39(b)** ont des évolutions très similaires. Une différence d'échelle est présente au niveau du dernier pic centré autour de 1590nm, différence attribuée à l'influence de l'enroulement et aux qualités des soudures. Cette expérience confirme que la courbe de la dispersion chromatique du tronçon total correspond bien à la somme des différents effets amenés par chaque tronçon. Il est à noter que le pic symétrique positif prévu

théoriquement a été volontairement atténué par la soudure d'entrée. En effet, lorsque l'injection sélective est dégradée, alors l'évolution s'en trouve directement affectée et il est possible de minimiser le rebond positif au dépend de la qualité de la courbe que l'on constate sur les tracés de la **figure III-39**. Pour conclure sur cette première expérience, si on rapproche les pics discrets entre eux en étirant avec des diamètres extérieurs convenablement choisis (ici plus rapprochés), il sera possible de n'obtenir au final qu'un seul pic unitaire élargi donc applicable à la compensation large bande. Une autre solution proche de celle énoncée serait d'étirer la fibre avec un diamètre continûment variable, auquel cas nous devrions obtenir un même élargissement de la courbe mais avec l'avantage d'éliminer les pertes de raccordement entre les différents tronçons.

IV.2 L'enroulement sur différents diamètres

Une étude théorique développée au laboratoire a montré que l'enroulement d'une fibre sur des diamètres différents permet un décalage de la longueur d'onde de phase matching [III-22]. Comme vu précédemment, le but consiste à reproduire un effet d'élargissement du pic en jouant uniquement sur les rayons de courbure. La FDCC retenue pour cette partie est la fibre précédente de diamètre extérieur de $163\mu\text{m}$. La longueur d'onde de phase matching est centrée à 1590nm pour un rayon de courbure infini d'après les calculs. Le décalage de cette longueur d'onde particulière a ensuite été calculé avec la méthode des éléments finis par la méthode énoncée au paragraphe III.1.2.e. La courbe trouvée est reportée en incorporant les valeurs expérimentales :

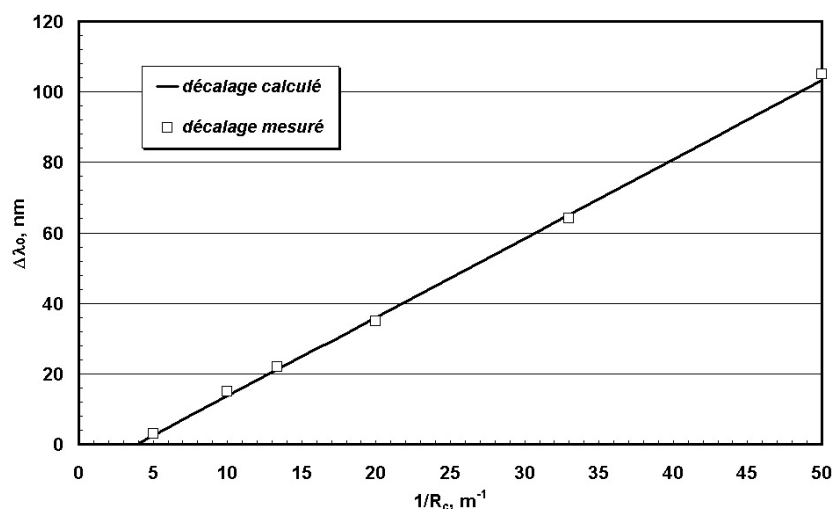


Figure III-40 : Décalage de λ_0 mesuré et calculé en fonction de $1/R_c$ sur la FDCC monocanal.

On peut noter le très bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques. La courbe peut alors être approximée par une équation linéaire donnant :

$$\Delta\lambda_0 = \frac{2,24}{R_c} - 8,77 \quad (\text{en nm}) \quad \text{[III-5]}$$

avec R_c en mètre

L'étape suivante est la mise en application de ces données, mais par manque de temps, seul un résultat théorique sera donné. Voici un exemple d'association possible regroupant trois enroulements différents de valeurs 3,25cm, 3,92cm et 4,93cm :

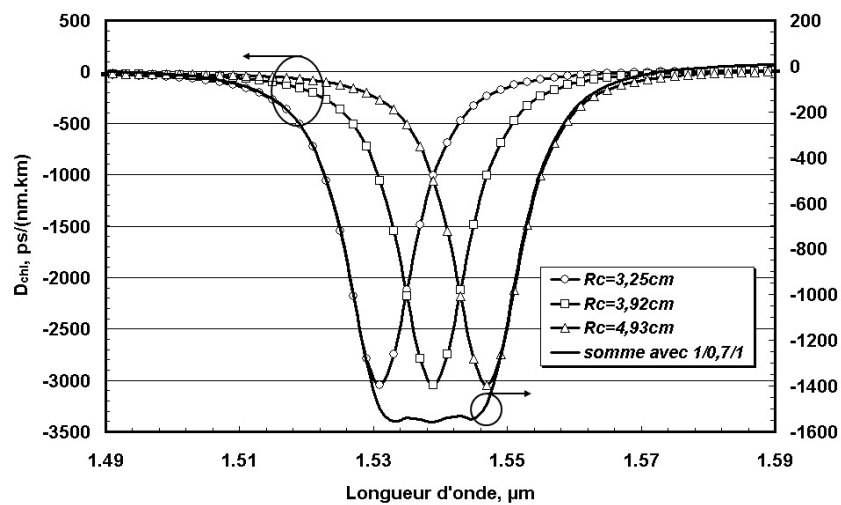


Figure III-41 : Courbes théoriques de la dispersion chromatique du supermode fondamental de trois mêmes tronçons enroulés sur des diamètres différents (3,25cm, 3,92cm et 4,93cm) ainsi que leur somme pondérée par les coefficients de longueur respectivement égaux à 1, 0,7 et 1.

La courbe de dispersion chromatique totale est obtenue en additionnant les trois courbes et en appliquant des coefficients de longueur égaux respectivement à 1, 0,7 et 1. Le résultat est alors ramené en ps/(nm.km) et confirme qu'une zone aplatie est obtenue variant de 1533nm à 1547nm, tout en conservant une très forte valeur de D_{chI} de -1550ps/(nm.km). Cela permet donc d'atteindre un rapport de longueur de l'ordre de 90 sur 14nm de bande. Il est possible d'élargir cette bande en accentuant le nombre d'enroulements. Pour que la compensation soit des plus performantes, le rapport des RDS doit être égalisé. Pour ce faire, il suffira de jouer légèrement sur les longueurs des tronçons utilisés afin d'adapter la valeur de la pente aux besoins. Ainsi, des D_{ch} résiduelles de l'ordre de quelques dixièmes de ps/(nm.km) sur les bandes étudiées seront atteintes.

IV.3 L'enroulement conique

En se servant du résultat précédent concernant le décalage en longueur d'onde des courbes de dispersion chromatique en fonction de l'enroulement, une autre idée est envisageable. Elle consiste non plus à enrouler des fibres double cœur sur des diamètres constants, mais sur des rayons de courbure variables longitudinalement. On parle alors d'enroulement conique.

Pour la partie simulation, j'ai développé un logiciel permettant de traiter un enroulement de type conique. Il est basé sur la décomposition du cône en une succession de N strates d'égaies épaisseurs. Pour chacune de ces strates, on calcule la courbe de dispersion chromatique en tenant compte des longueurs mises en jeu. Puis, on en déduit la courbe totale de D_{chl} en totalisant à chaque longueur d'onde les N contributions élémentaires, comme l'illustre la figure suivante :

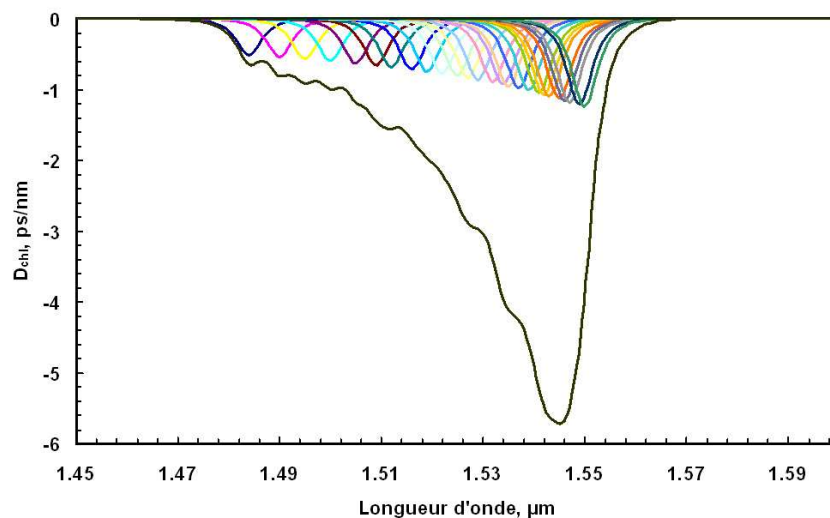


Figure III-42 : Sommation (en trait noir) des courbes de D_{chl} des N contributions (en traits de couleur).

La FDCC utilisée dans cette partie est issue de la préforme précédente mais présente un dopage du cœur central légèrement plus faible (liée à l'inhomogénéité des fortes concentrations de dopant aux extrémités de la préforme), donnant un minimum de dispersion chromatique de $-1000\text{ps}/(\text{nm.km})$ uniquement. Une longueur de 140m a été enroulée sur un cône ayant un rayon variant de 2cm à 5cm. La mesure expérimentale de la courbe de D_{mod} (avec toujours deux connexions en entrée et sortie de la FDCC à des SMF-28) est alors comparée à celle déterminée par le logiciel :

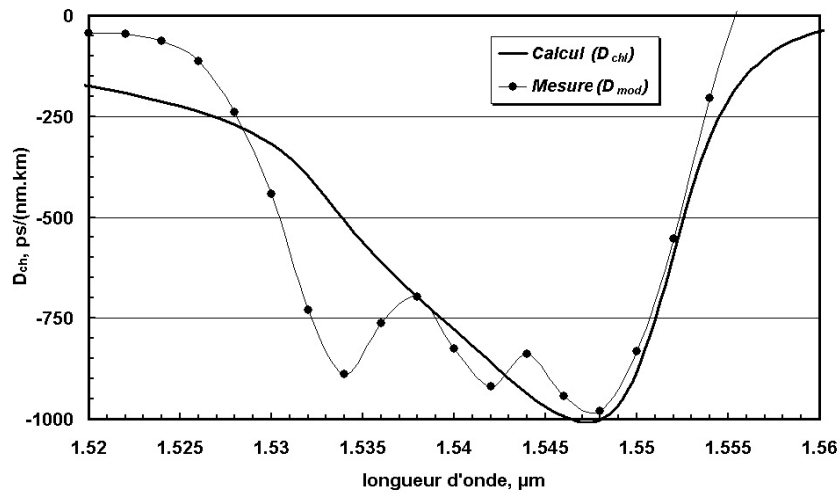


Figure III-43 : Evolutions théorique (D_{ch}) et expérimentale (D_{mod}) de la dispersion chromatique incluant un tronçon de 140m de FDCC monocanal enroulée sur un cône.

Une bonne concordance des résultats est observable malgré une différence de niveau aux basses longueurs d'onde attribuée à la qualité de l'enroulement et aux contributions du second supermode négligées dans le calcul théorique. Pour bien mettre en évidence l'effet de l'enroulement conique, deux courbes de dispersion chromatique en relation avec le même tronçon de FDCC ont été comparées : une enroulée sur ce cône et l'autre sur un tambour classique ($R_c=7,5cm$) :

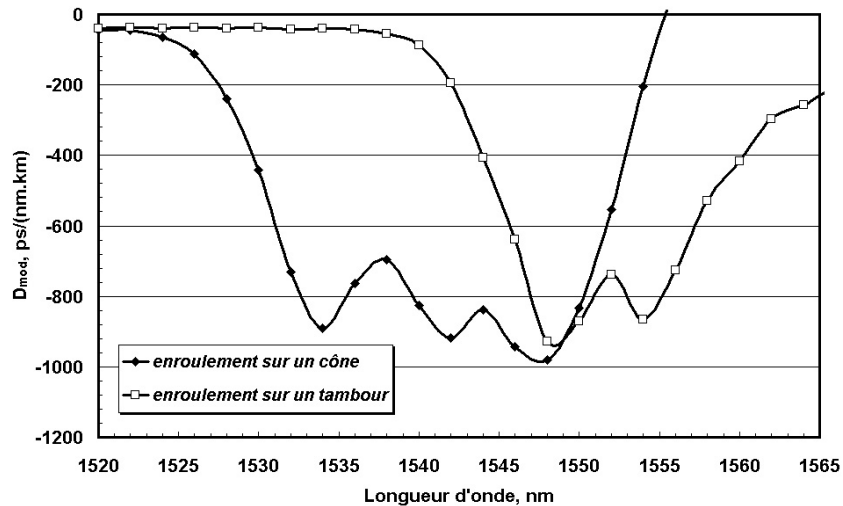


Figure III-44 : Evolution de D_{mod} comprenant un tronçon de 140m de FDCC monocanal enroulée sur un cône et sur un tambour.

La superposition confirme que l'effet de l'enroulement conique est bien d'élargir le pic de dispersion. La largeur à mi-hauteur est passée de 13nm à 22nm. Ce résultat est prometteur car

si cet élargissement se produit sur toute la bande C, on disposera alors d'une très forte valeur de dispersion chromatique négative combinée à une faible pente, permettant d'atteindre des rapports de longueur jusque là non envisageables.

IV.4 L'utilisation de plusieurs fibres pour décorrélérer les compensations de la pente et du coefficient de dispersion chromatique

Une dernière voie que j'ai exploré, est l'emploi dans le module compensateur de deux fibres double cœur pour décorrélérer les effets recherchés. Ainsi, une première fibre va avoir en charge plus particulièrement le traitement de la pente et la suivante sera plus focalisée sur le coefficient de dispersion chromatique. Pour cela, les deux fibres travailleront respectivement avant et après la longueur d'onde d'accord de phase, toujours dans le but d'atteindre des rapports de longueur plus importants mais tout en conservant une D_{ch} résiduelle limitée à quelques dixièmes de ps/(nm.km) sur toute la bande C. La ligne optique se présente donc de la manière suivante :

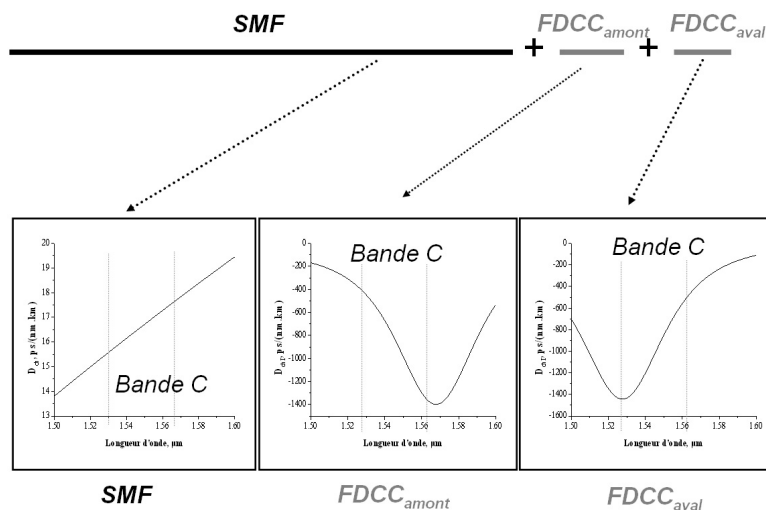


Figure III-45 : Liaison optique composée d'une fibre SMF-28 et de deux FDCC avec leurs courbes de D_{ch} respectives.

Le profil d'indice de réfraction des FDCC pris en compte pour les calculs est un profil à deux cœurs concentriques à gaine enterrée (cf. figure III-5). Les simulations sont réalisées avec le logiciel basé sur la méthode matricielle. On considèrera uniquement la dispersion chromatique amenée par le supermode fondamental pour alléger les calculs, tout en sachant

qu'après la longueur d'onde de phase matching, la valeur de la pente en réalité se trouve être augmentée par l'influence du second supermode. Le but de ces simulations est de démontrer dans un premier temps un principe de fonctionnement théorique. Le tableau suivant regroupe les résultats majeurs :

Type de fibre	n_1	n_2	n_3	n_4	r_1 (μm)	r_2 (μm)	r_3 (μm)	λ_0 (μm)	D_{chI} minimale [ps/(nm.km)]	A_{eff} (μm^2)	Long. utilisée
SMF-28	1,4485	1,444	/	/	4,2	/	/	/	/	85	1km
FDCC _{amont}	1,484	1,458	1,434	1,444	1,11	5,1	7,61	1,572	-1040	12	13m
FDCC _{aval}	1,484	1,458	1,429	1,444	1,12	4,5	7,01	1,525	-1250	62,7	7m
<i>⇒ rapport de longueur $\times 50$ avec une D_{ch} résiduelle $< 0,3\text{ps}/(\text{nm.km})$</i>											
FDCC _{amont}	1,484	1,458	1,431	1,444	1,12	5,1	7,61	1,568	-1398	11,7	9,5m
FDCC _{aval}	1,484	1,458	1,429	1,444	1,12	4,7	7,21	1,528	-1443	68,5	7m
<i>⇒ rapport de longueur $\times 60$ avec une D_{ch} résiduelle $< 0,4\text{ps}/(\text{nm.km})$</i>											

Tableau III-15 : Exemples d'association incluant les paramètres opto-géométriques à 1550nm des FDCC et de la fibre classique SMF-28.

Grâce à cette association de deux FDCC différentes, les rapports de longueur peuvent être triplés tout en conservant des D_{ch} résiduelles de l'ordre du dixième de ps/(nm.km). De plus, il faut noter la présence de fortes valeurs d' A_{eff} des FDCC_{aval}, conséquence directe d'une répartition d'énergie considérable dans l'anneau car ces fibres travaillent après la longueur d'onde d'accord de phase. Cette solution présente donc un fort intérêt à être étudiée expérimentalement.

V. Conclusion

Ce troisième chapitre a été consacré à la conception et à la réalisation de fibres compensatrices de dispersion chromatique basées sur la technologie MCVD, pour application aux liaisons optiques WDM.

Au cours du premier et second paragraphe, deux cahiers des charges ont été élaborés en commun avec le groupe Alcatel. Le projet numéro 1 visait une compensation de toute la bande C [1530nm-1565nm]. Pour ce faire, une fibre à deux cœurs concentriques a été optimisée puis fabriquée. Son fort coefficient de dispersion chromatique de $-350\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ combiné à une évolution lente de $-1,3\text{ps}/(\text{nm}^2\cdot\text{km})$ a permis d'atteindre expérimentalement un rapport de longueur (fibre de ligne/fibre compensatrice) de 22 égalisé sur les 35nm, valeurs 5 fois supérieures à celles publiées à la date de l'étude. En respectant ce rapport, 150m de la fibre réalisée ont été associés à 3,3km d'une fibre du type SMF-28, débouchant sur une annulation de la dispersion chromatique de l'ensemble de cette ligne avec une variation maximale de $0,41\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ sur la bande C. Le second projet était quant à lui appliqué à une compensation en sous-bande (de 3,2nm), toujours pour les liaisons optiques WDM. Il a permis d'accéder à de plus fortes valeurs négatives de dispersion chromatique autour de $-800\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ pour obtenir des rapports de longueur de l'ordre de 40. Ainsi, une seconde fibre double cœur a été réalisée et sa caractérisation est en cours.

Enfin, plusieurs autres solutions ont été proposées et pour certaines validées expérimentalement, en cherchant à augmenter les performances en terme de compensation (rapport de longueur et D_{ch} résiduelle), avec des dispositifs pouvant utiliser plusieurs fibres pour réaliser le module compensateur. L'idée était de partir d'un profil, toujours à deux cœurs concentriques, adapté à la compensation d'une unique longueur d'onde donc présentant de très fortes valeurs négatives de dispersion (de plusieurs milliers de $\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$). Puis, par l'intermédiaire de différentes méthodes, la zone de forte dispersion négative devait être élargie à plusieurs nanomètres tout en conservant ses forts coefficients de façon à dépasser les résultats précédents. Quatre solutions ont été regardées : la concaténation de plusieurs fibres compensatrices, l'enroulement sur des diamètres discrets, l'enroulement sur un tambour conique ainsi que l'utilisation de deux fibres dispersives pour traiter séparément la pente et le coefficient de la dispersion chromatique. Parmi les résultats obtenus, l'enroulement conique a

permis expérimentalement d'élargir de 70% la largeur à mi-hauteur de la courbe de dispersion en maintenant le minimum dispersif de départ à $-1000\text{ps}/(\text{nm.km})$, tandis qu'un rapport de longueur théorique de 60 allié à un résidu inférieur à $0,4\text{ps}/(\text{nm.km})$ a pu être atteint sur toute la bande C en usant d'un système à deux fibres double cœur exploitant la pente négative de la première et la pente positive de la seconde.

Chapitre IV

Conception/Fabrication de fibres compensatrices microstructurées

I. Introduction

Les études sur les fibres compensatrices à deux cœurs concentriques utilisant la technologie de fabrication MCVD, ont montré au chapitre précédent que des rapports de longueur pouvaient atteindre des valeurs maximales autour de 20, lorsque l'on souhaite compenser la dispersion chromatique des fibres de ligne type SMF-28 pour des applications WDM sur la bande C. Pour limiter la longueur utile des fibres compensatrices à insérer dans les modules, les seules solutions viables nécessitent l'emploi de plusieurs FDCC, mais cela dépend de la simplicité de la mise en œuvre. Dans ce chapitre, nous nous proposons d'évaluer les potentialités d'une nouvelle technologie de fabrication des fibres optiques dite microstructurée, et plus spécifiquement des microstructures air-silice (là où de très fortes différences d'indice sont envisageables en comparaison avec les 40.10^{-3} maximum de la MCVD). Le but final est d'accroître les performances des modules de compensation tout en conservant la simplicité de mise en œuvre associant la fibre de ligne à une unique fibre compensatrice.

Apparues pour la première fois en 1996 [IV-1], ces nouvelles fibres air-silice sont appelées fibres microstructurées ou encore fibres à cristal photonique. Elles sont constituées d'un arrangement plus ou moins régulier de trous d'air, parallèles à l'axe de propagation et insérés dans une matrice de silice pure. Une structure périodique de trous convenablement dimensionnée (diamètre des trous d'air noté d et distance centre à centre entre ces trous noté Λ) peut, en induisant un effet de résonance transverse, interdire la transmission de certaines bandes de longueurs d'onde dans la direction perpendiculaire à l'axe. Un défaut de périodicité de cette structure, créé généralement par l'introduction d'un trou d'air singulier, peut alors être le lieu de confinement d'un champ guidé le long de l'axe. On parle ainsi de guidage par bande interdite photonique [IV-2]. La région du défaut correspond au cœur de la fibre et l'arrangement périphérique constitue la gaine.

Mais dans le cas où le défaut est un trou manquant, permettant d'obtenir un cœur de silice pure, le guidage peut alors être assuré simplement par réflexion totale interne (RTI) du fait que l'indice du cœur est supérieur à l'indice effectif vu par toute onde se propageant dans le milieu de gaine supposé infini. Ce dernier principe sera retenu pour toute la suite de l'étude. La section transverse classique d'une telle fibre est représentée par la **figure IV-1** :

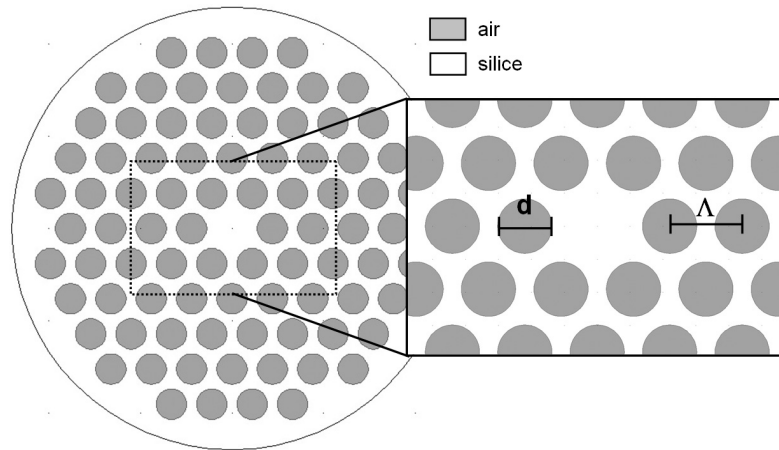


Figure IV-1 : Coupe transverse d'une fibre microstructurée fonctionnant sur le principe de guidage RTI.

Bien que ce principe de guidage mis en jeu soit le même que celui opérant dans les fibres optiques classiques, les caractéristiques de propagation dans ces fibres microstructurées s'avèrent tout à fait originales. Nous allons donc mettre à profit ces particularités pour les applications de compensation de dispersion chromatique. Ainsi, dans une première partie, des outils de simulation complémentaires au logiciel basé sur la méthode des éléments finis seront développés pour évaluer précisément les propriétés recherchées. Puis, la conception et l'optimisation de nouveaux profils de fibres microstructurées destinés à la compensation de dispersion seront décrites. Finalement, dans la dernière partie, nous présenterons les récentes réalisations de ces fibres à deux cœurs concentriques microstructurées dont l'originalité du design a été pour la première fois imaginée et étudiée au laboratoire.

II. Conception-Simulation

II.1 L’outil de simulation

Pour ce dernier chapitre, les simulations se porteront uniquement sur les fibres microstructurées air-silice. Or ces dernières ne présentent pas des sections transverses à symétrie de révolution. C’est pourquoi deux des outils de simulation utilisés précédemment, que sont la méthode matricielle ou bien encore la BPM 2D, ne pourront pas être implémentés. Seule la méthode des éléments finis (MEF), décrite au paragraphe II.1.2 du Chapitre troisième sera conservée. Parallèlement, des outils complémentaires seront développés afin d’évaluer des paramètres inhérents aux fibres microstructurées que sont par exemple les pertes de confinement. De plus, les déformations induites sur la géométrie des trous d’air lors de l’étape de fabrication devront être prises en compte pour décrire au mieux les conditions réelles de propagation.

II.2 Développement de logiciels complémentaires

Dans le but de réaliser une analyse fine des propriétés modales des fibres microstructurées aussi bien théoriques que réelles, divers programmes fonctionnant sous Matlab ont été conçus.

II.2.1 Les grandeurs caractéristiques

A partir des résultats fournis par la MEF, plusieurs grandeurs vont être calculées afin de caractériser la propagation dans la fibre.

II.2.1.a La fréquence normalisée

La fréquence spatiale normalisée V est un paramètre qui contribue à caractériser les conditions de guidage dans les fibres conventionnelles. Par analogie avec les fibres à saut d’indice, la fréquence normalisée pour une fibre microstructurée devient :

$$V = \frac{2\pi a_{eq}}{\lambda} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{eff\ gaine}^2} \quad [IV-1]$$

avec : n_{coeur} l'indice de réfraction du cœur central, $n_{eff\ gaine}$ l'indice effectif de gaine du mode fondamental et a_{eq} le rayon équivalent du cœur central de la fibre microstructurée

Sachant que la fibre microstructurée est décrite par le diamètre des trous d'air noté d et l'espacement entre chaque trou ou plus communément appelé pitch et noté Λ , des simplifications peuvent apparaître. Dans le cas où d/λ est supérieur à 0,4 alors a_{eq} s'écrit simplement $0,64\Lambda$ [IV-3]. La détermination de l'indice effectif de gaine du mode fondamental se fait à partir de la simulation d'une cellule élémentaire de la gaine photonique sur laquelle des conditions de symétrie sont appliquées (murs électriques CCE et murs magnétiques CCM) comme l'illustre la **figure IV-2(a)**. La valeur de l'indice effectif du mode fondamental de cette cellule élémentaire est alors prise égale à $n_{eff\ gaine}$. Pour plus de précisions, le lecteur pourra se reporter à [IV-4].

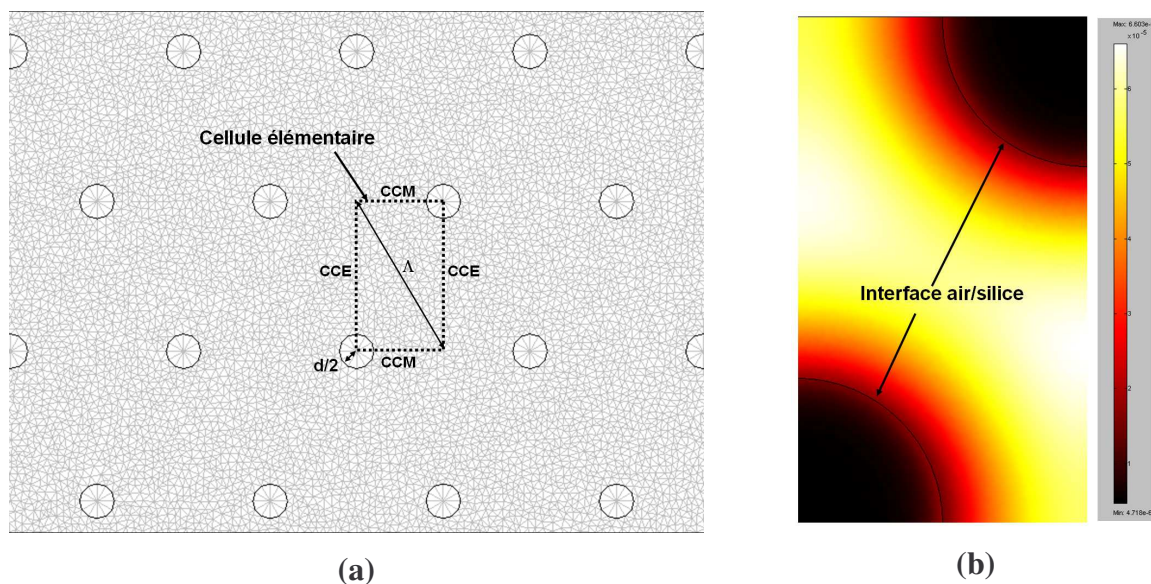


Figure IV-2 : (a) Définition d'une cellule élémentaire (conditions aux limites incluses) et (b) son mode fondamental donnant $n_{eff\ gaine}$.

Par conséquent, si $V < 2,405$ alors la fibre sera considérée comme unimodale à la longueur d'onde considérée. De plus, d'après la valeur de l'indice effectif de gaine, l'intervalle des valeurs possibles des indices effectifs des modes guidés dans le cœur central de la fibre sera :

$$n_{eff\ gaine} < n_{eff\ modes\ guidés} < n_{coeur} \quad [IV-2]$$

Dans le but d'estimer l'évolution de ces indices effectifs de gaine, une série de calculs a été réalisée en fonction du pitch, le tout paramétré par le rapport d/Λ dont voici le résultat :

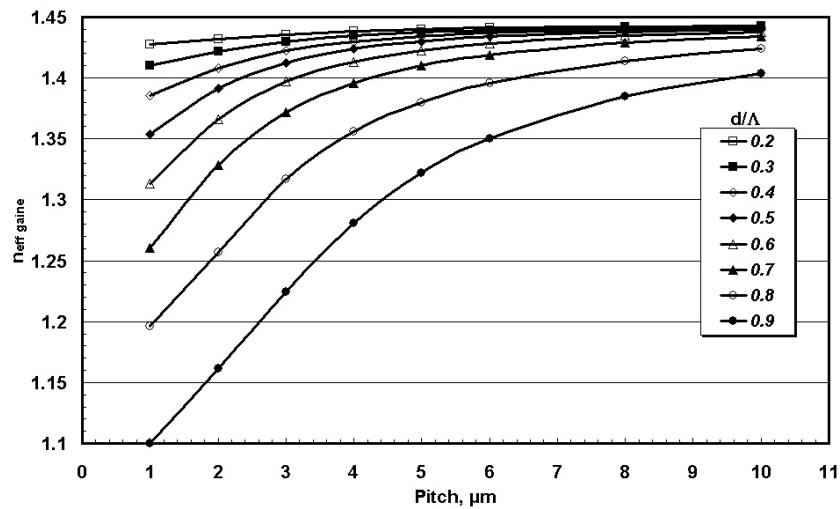


Figure IV-3 : Evolution de l'indice effectif de gaine en fonction du pitch et paramétrée par le rapport d/Λ à 1550nm.

Il apparaît clairement que plus le rapport d/Λ tend vers 1, plus l'écart entre l'indice effectif de gaine et celui de la silice pure croît. Les valeurs du pitch ont elles une influence de tout premier ordre. De plus, il a été démontré que lorsque le rapport d/Λ est inférieur à 0,35 alors la fibre microstructurée classique est unimodale quelle que soit la longueur d'onde [IV-5].

II.2.1.b La dispersion chromatique et l'aire effective

Comme nous l'avons évoqué dans le Chapitre premier, les grandeurs à contrôler pour les liaisons WDM sont principalement l'évolution de la dispersion chromatique et l'aire effective. Des programmes calculant ces deux grandeurs à partir du résultat des simulations de la MEF ont été conçus. Le paramètre de dispersion chromatique d'un mode est déduit de la variation de l'indice effectif (n_e) de ce mode considéré, calculé par la MEF en fonction de la longueur d'onde (cf. Eq. [I-12]). La dérivée seconde de l'indice effectif est obtenue grâce à une dérivation numérique. A une longueur d'onde donnée λ_i , la dérivée seconde de $n_e(\lambda)$ est calculée à partir de la valeur de $n_e(\lambda_i)$ et de quatre autres valeurs de l'indice effectif situées de part et d'autre de $n_e(\lambda_i)$ et régulièrement espacées d'un intervalle spectral $\Delta\lambda$.

La formule de cette dérivation numérique à $\lambda=\lambda_i$ donne :

$$\left. \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_i} \approx \frac{1}{24(\Delta\lambda)^2} \left(\begin{array}{c} -2n_e(\lambda_i + 2\Delta\lambda) + 32n_e(\lambda_i + \Delta\lambda) - 60n_e(\lambda_i) \\ + 32n_e(\lambda_i - \Delta\lambda) - 2n_e(\lambda_i - 2\Delta\lambda) \end{array} \right) \quad [IV-3]$$

Attention, le pas de discrétisation en longueur d'onde devra être choisi en fonction des fibres à étudier, de façon à décrire parfaitement l'évolution de la dispersion chromatique.

L'aire effective est elle déduite de la répartition transverse du module du champ électrique E_0 (cf. Eq. [I-19]). Cette répartition transverse est extraite des résultats de simulation avec une coupe rectangulaire dont les dimensions notées début et fin sont définies par l'utilisateur :

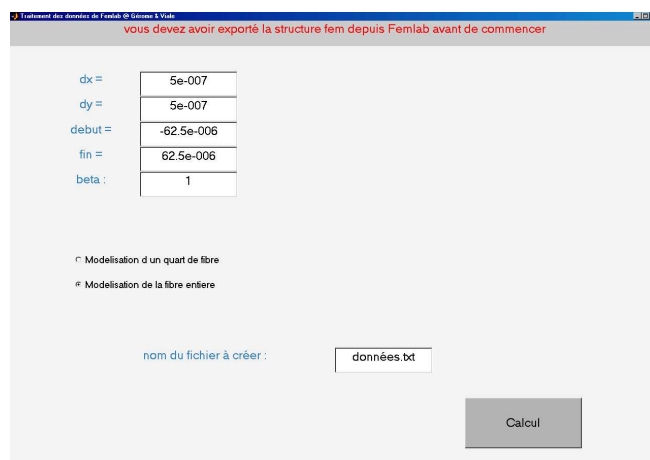


Figure IV-4 : Interface utilisateur du programme calculant l'aire effective.

Il est à noter que l'augmentation du nombre de points de discrétisation (dépendant directement des valeurs données à dx et dy) améliore la précision du calcul de l'aire effective, mais en contre partie accroît la durée d'extraction. Pour donner un ordre de grandeur, l'extraction d'une matrice 126×126 s'effectue en à peine 20s, alors que pour 626×626 valeurs le temps est 30 fois plus important (avec un Pentium IV de 2,66GHz et 512Mb de RAM). Ces durées restent néanmoins relativement faibles.

II.2.1.c Les pertes

II.2.1.c.i Les pertes de confinement

Les fibres microstructurées étant des structures où les modes sont guidés à fuite, il est nécessaire d'évaluer les pertes de confinement, qui pour les fibres MCVD sont le plus souvent

négligeables. Pour les calculer théoriquement, nous aurons recourt à une méthode bien connue du domaine de l'électromagnétisme : l'insertion d'une PML (pour Perfectly Matched Layer) qui fut introduite pour la première fois par Bérenger [IV-6]. Cette technique consiste à utiliser une couche absorbante dont le milieu est spécialement élaboré pour absorber sans réflexion les ondes électromagnétiques incidentes. Dans le cas de nos fibres optiques cylindriques définies en 2D, la PML est placée aux limites de la fenêtre de calcul à une distance r_{ext} du centre de la structure et avec une épaisseur notée e , comme l'illustre la **figure IV-5** :

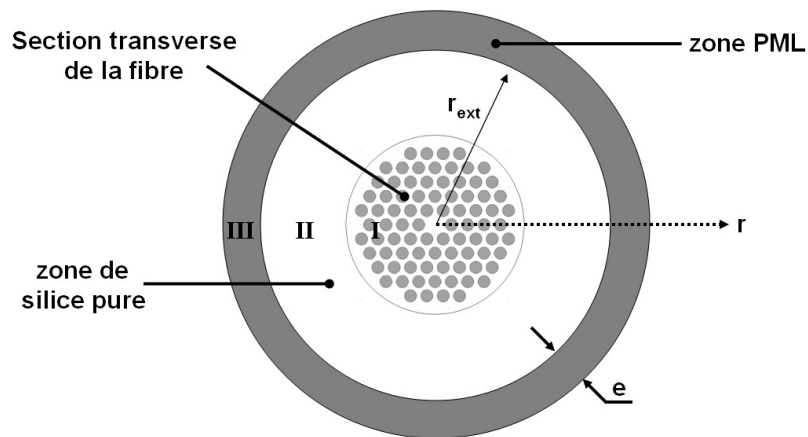


Figure IV-5 : Utilisation d'une PML circulaire entourant la section transverse d'une fibre optique.

Pour avoir une bonne adaptation d'impédance, l'absorption du champ devra être optimisée de façon à obtenir une valeur faible du coefficient de réflexion à l'interface II-III. Sous cette condition de faible réflectivité (de l'ordre de 10^{-8}), la PML correctement dimensionnée doit conduire à une bonne évaluation de la proportion de l'onde propagée à l'extérieur du guide I et donc à la constante d'atténuation du champ d'un mode notée α (en Neper/m). Les pertes de propagation relatives à la puissance, étant égales au double de la constante d'atténuation et définies en dB/m, sont alors déduites de la formule suivante :

$$P_c = \frac{20}{\ln 10} \alpha \quad [\text{dB/m}] \quad [\text{IV-4}]$$

Généralement, les pertes de confinement sont évaluées en utilisant une PML rectangulaire décomposée en 8 zones [IV-7]. Dans notre cas, l'utilisation d'une PML circulaire simplifie le paramétrage tout en conservant des résultats identiques [IV-8].

II.2.1.c.ii Les pertes de raccordement

Un autre paramètre important à évaluer se rapporte aux pertes de raccordement. En effet, nos futures fibres compensatrices de dispersion devront être introduites dans des liaisons optiques existantes et il faut donc s'assurer que les pertes liées à ces connexions ne sont pas rédhibitoires. La méthode de calcul est simple. Dans un premier temps, on évalue le coefficient de transfert qui est donné par la formule suivante [IV-9] :

$$T = \frac{\left| \iint E_1(x, y) \cdot E_2^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |E_1(x, y)|^2 dx dy \cdot \iint |E_2(x, y)|^2 dx dy} \quad [\text{IV-5}]$$

avec E_1 et E_2 respectivement le champ électrique du mode considéré de la fibre amont (ici une SMF-28) et aval (ici la FDCC)

De la même façon que précédemment, les répartitions transverses des champs seront extraites par une coupe rectangulaire. Puis, de ce résultat on en déduit les pertes de raccordement en dB d'après :

$$P_R = -10 \log(T) \quad [\text{IV-6}]$$

Il est à noter que cette formule ne prend pas en compte les pertes dues aux erreurs de positionnement (écartement, excentrement, désalignement) et aux microcourbures.

Une précision supplémentaire est à apporter. Sachant que la MEF travaille avec les modes électromagnétiques, les deux modes notés HE_{11}^x et HE_{11}^y constituant le mode fondamental LP_{01} d'une SMF-28 peuvent être retenus pour nos calculs. Or d'après la publication [IV-10] et nos vérifications, la valeur retournée reste indépendante du mode électromagnétique choisi sous réserve que les modes soient dégénérés. Par conséquent, pour la suite nous conserverons uniquement le mode HE_{11}^x .

II.2.1.d Prise en compte des géométries réelles

Grâce aux outils numériques, le comportement modal des fibres idéales peut être relativement bien appréhendé. Or, avec l'étape de fabrication, les sections transverses des fibres microstructurées air-silice subissent des déformations au niveau des trous d'air provoquées par le gonflement de ces derniers. Ces modifications ont une influence directe et non négligeable sur les paramètres de propagation. C'est pourquoi, il est très intéressant de

pouvoir les prendre en compte lors des simulations. Pour ce faire, j'ai conçu un programme sous l'environnement Matlab qui à partir d'une image MEB (pour Microscope Electronique à Balayage), identifie les contours des trous d'air et en trace les limites, comme l'illustre la **figure IV-6**.

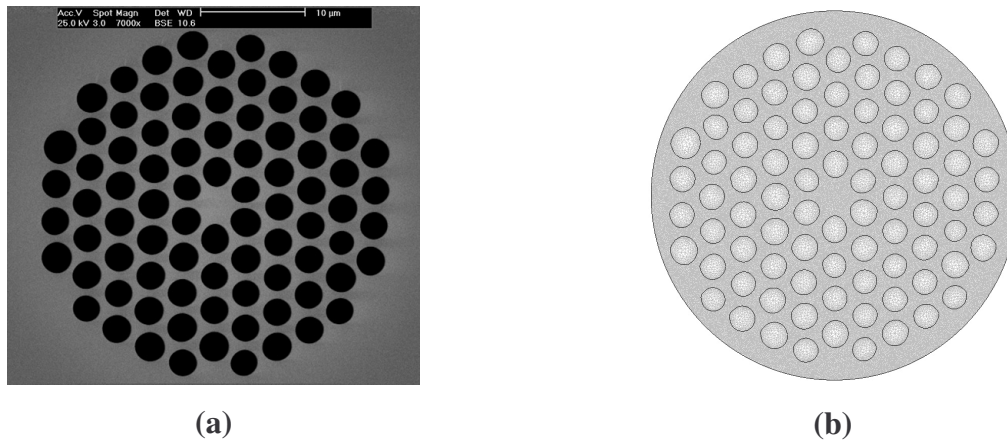


Figure IV-6 : (a) Image MEB d'une fibre microstructurée fabriquée; (b) Section transverse simulable de la même fibre issue du programme (maillage inclu).

Le résultat est ensuite directement introduit dans le logiciel de simulation qui peut alors reconnaître les différents sous-domaines. Une fois le maillage réalisé, le calcul peut être lancé.

II.3 Conception de nouvelles fibres compensatrices de dispersion chromatique

II.3.1 Les motivations

L'objectif de ce travail est de concevoir de nouveaux profils de fibres appliqués à la compensation de dispersion chromatique permettant d'améliorer les performances. On conservera l'utilisation d'une fibre unique compensatrice. D'après les études du Chapitre troisième, une valeur maximale du rapport de longueur a été déterminée autour du chiffre 20 pour une FDCC fabriquée par MCVD. Cette barrière est attribuée essentiellement au Δn du cœur central qui ne peut être intensifié (maximum de $40 \cdot 10^{-3}$) en raisons des limites de dopage de la silice par cette technique. Pour dépasser cette valeur, l'idée consiste à transposer la structure à deux cœurs concentriques dans les fibres microstructurées, là où les portions d'air donnent des différences d'indice largement supérieures à celles obtenues par le procédé précédent (maximum autour de 0,8). Cet aspect devrait permettre de gagner plusieurs ordres

de grandeur. A noter qu'à la date du lancement de l'étude (fin 2003), la littérature ne faisait état d'aucun résultat dans le domaine de la compensation de dispersion au moyen de cette nouvelle technologie.

II.3.2 Fibres microstructurées compensatrices dopées germanium

La première idée associe l'utilisation de trous d'air et de dopants germanium pour créer un profil d'indice de réfraction équivalent à une structure double cœur comme l'indique la **figure IV-7** :

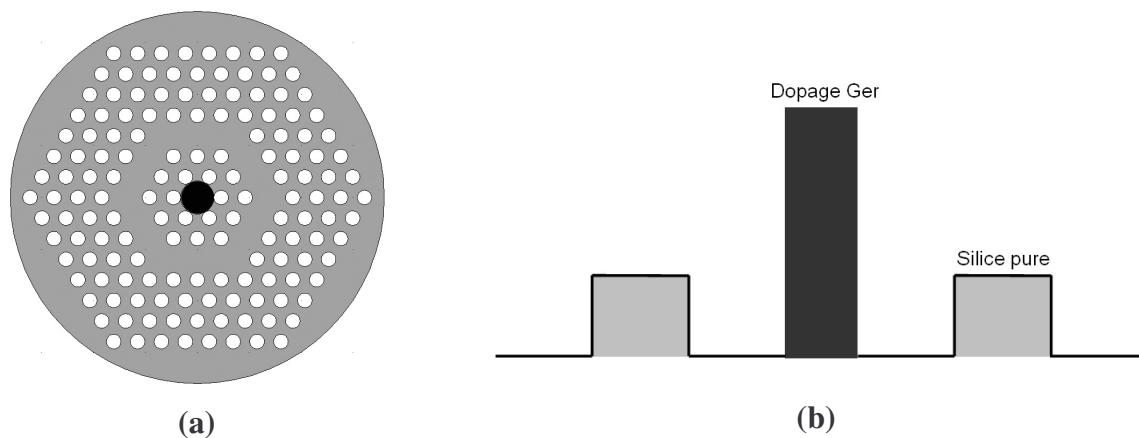


Figure IV-7 : (a) Section transverse de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques dopée germanium (noir=Ger, gris=silice, blanc=air); (b) Profil équivalent à saut d'indice.

Ce nouveau design maintient une structure hexagonale à symétrie $\pi/3$. Il présente un cœur central dopé au germanium (représenté en noir sur la section transverse) entouré de sept couronnes de trous d'air. Les trous de la troisième couronne sont éliminés. Ainsi, cette couronne composée uniquement de silice pure, réalise la fonction de cœur annulaire. Une série de paramètres géométriques a été retenue pour une première simulation basée sur la MEF : le diamètre des trous d'air et le pitch sont respectivement pris égaux à $1,4\mu\text{m}$ et $2,3\mu\text{m}$. La concentration en dopant germanium du cœur central de rayon $1,59\mu\text{m}$ vaut 1,458 à 1550nm. Pour bien comprendre les phénomènes mis en jeu, une analyse de la structure globale, mais aussi de chacun des deux guides pris isolément est appliquée (cf. méthode initiée dans le Chapitre second). L'évolution des modes fondamentaux des deux guides et des deux supermodes est tracée sur la **figure IV-8** en fonction de la longueur d'onde.

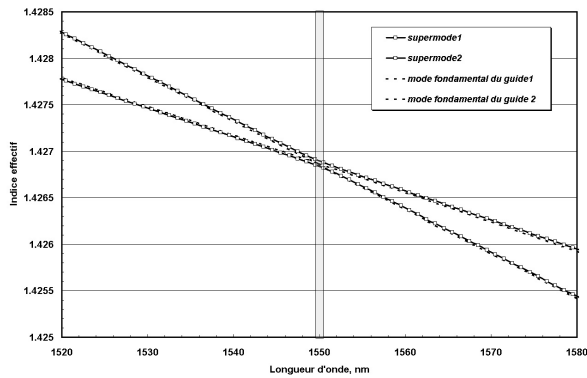


Figure IV-8 : Evolution des indices effectifs des supermodes et des modes fondamentaux des guides élémentaires.

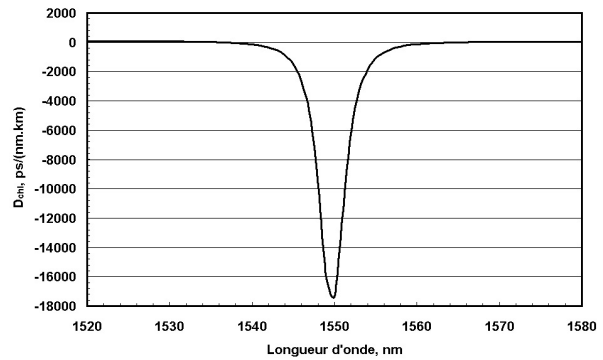


Figure IV-9 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental.

Le résultat confirme que cette structure garde les propriétés connues des fibres à deux cœurs concentriques. La longueur d'onde dite de phase matching est égale à 1550nm, là où la courbe d'indice effectif du supermode fondamental présente une cassure qui doit se traduire par l'obtention d'une forte valeur négative de D_{ch} . En effet, le calcul de ce coefficient fait apparaître à cette longueur d'onde particulière un minimum de $-17400\text{ps}/(\text{nm.km})$, supérieur aux valeurs connues du moment basées uniquement sur la technique MCVD. En contre partie, la largeur à mi-hauteur du pic n'est que de 4nm, ce qui autorise une compensation sélective de la longueur d'onde unique de 1550nm. Une optimisation de ce profil sera nécessaire pour les applications WDM. De plus, il faut noter que le rapport d/Λ est de 0,6, ce qui se traduit théoriquement par un cœur central faiblement multimode en bande C. Or, le calcul des pertes de confinement de ces modes supérieurs donne des valeurs non acceptables avec une utilisation réelle. On parlera alors de fibre asymptotiquement monomode ou *endlessly single mode* en anglais.

II.3.3 Fibres microstructurées compensatrices air-silice

L'idée de ce paragraphe est de concevoir une nouvelle géométrie, toujours basée sur deux cœurs concentriques mais dans laquelle le dopant germanium n'apparaît plus pour faciliter la réalisation. Ainsi, pour créer la dissymétrie entre les cœurs, un assemblage particulier de trous de différentes tailles est nécessaire et donne lieu à la section transverse suivante :

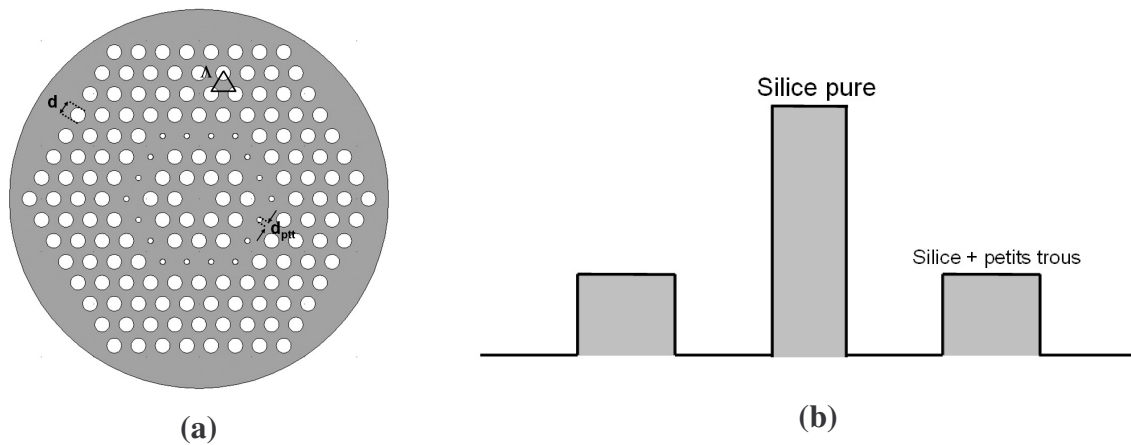


Figure IV-10 : (a) Section transverse de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques air-silice (gris=silice, blanc=air); (b) Profil équivalent à saut d'indice.

La structure conserve sa géométrie hexagonale à symétrie $\pi/3$ avec sept couronnes de trous mais présente un cœur central non dopé composé uniquement de silice. Les trous d'air de la troisième couronne ont été éliminés au profit de trous de plus faible dimension. Comme précédemment, cette couronne joue le rôle d'un cœur annulaire illustré par le profil équivalent à saut d'indice de la **figure IV-10(b)**. Les paramètres retenus pour les calculs préliminaires sont voisins de ceux du design précédent :

Pitch	Diamètre des trous d'air (d)	Diamètre des petits trous d'air (d _{pt})	Position de l'anneau	Nombre total de couronnes
2,3 μm	1,4 μm	0,516 μm	3 ^{ème} couronne	7

Tableau IV-1 : Paramètres géométriques de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques air-silice.

Les résultats en terme d'évolution des indices effectifs et de dispersion chromatique sont reportés sur les deux graphiques suivants :

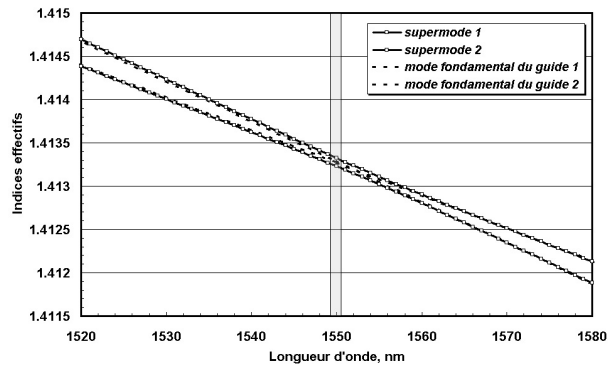


Figure IV-11 : Evolution des indices effectifs des supermodes et des modes fondamentaux des guides élémentaires.

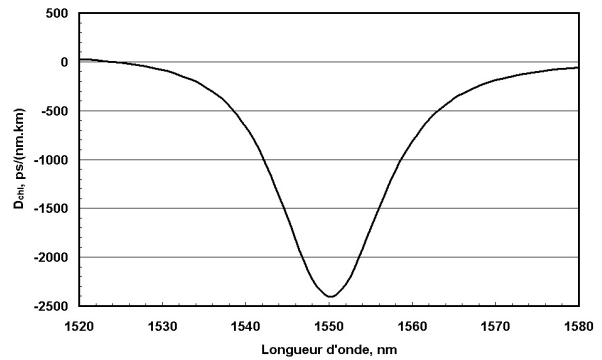


Figure IV-12 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental.

Une nouvelle fois, les évolutions des indices effectifs des différents modes confirment le bon fonctionnement de la structure à deux cœurs concentriques. Le calcul de la dispersion chromatique du supermode fondamental donne une valeur négative de $-2400 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à 1550 nm . Ce coefficient est moindre qu'avec la structure dopée car la différence d'indice entre les cœurs est plus faible. Par contre, la largeur à mi-hauteur a été multipliée par 4 pour atteindre 16 nm .

Pour la suite du chapitre, nous avons choisi de travailler uniquement sur ce dernier profil puisqu'il ne demande pas de dopant germanium, ce qui simplifiera grandement l'étape de fabrication. De plus, une étude complète des influences des différents paramètres sera menée afin d'optimiser la structure selon les besoins des applications visées.

II.3.4 Autres design de fibres compensatrices microstructurées

Peu de temps après avoir présenté ces nouvelles fibres microstructurées compensatrices de dispersion à deux cœurs concentriques, d'autres laboratoires ont à leur tour élaboré des géométries capables de concurrencer nos résultats. En voici quelques exemples avec les performances théoriques annoncées :

II.3.4.a Structure à deux cœurs concentriques juxtaposés

Cette première structure est constituée de silice et de trous d'air et met en jeu non pas une valeur de pitch mais deux, nécessaire au bon fonctionnement [IV-11]. De plus, deux tailles de trous sont associées. Ces exigences rendent la réalisation de la structure extrêmement délicate. Le cœur central et le cœur annulaire ne sont séparés que par la première couche de petits trous dont le diamètre est noté d_s , comme l'illustre la **figure IV-13(a)**.

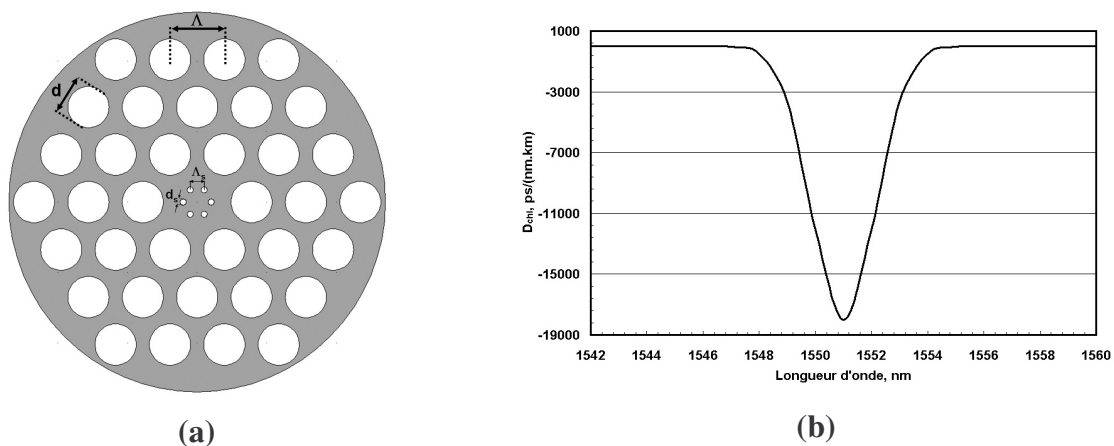


Figure IV-13 : (a) Section transverse de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques joints (gris=silice, blanc=air) avec $\Lambda=7,8\mu\text{m}$, $d=5,9\mu\text{m}$, $\Lambda_s=2\mu\text{m}$ et $d_s=0,86\mu\text{m}$; (b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental.

Les performances sont proches de celles énoncées précédemment. En effet, la courbe de dispersion chromatique du supermode fondamental présente un minimum de $-18000\text{ps}/(\text{nm.km})$ à 1551nm avec une largeur à mi-hauteur de $2,5\text{nm}$. L'aire effective de ce mode à 1550nm est évaluée à $12\mu\text{m}^2$.

II.3.4.b Structure en nid d'abeille

Une autre structure a été proposée par Zsigri *et al* [IV-12] basée sur un arrangement en nid d'abeille. Le cœur central est fortement dopé au germanium pour atteindre un indice de réfraction du cœur noté n_c autour de $1,47$ à 1550nm .

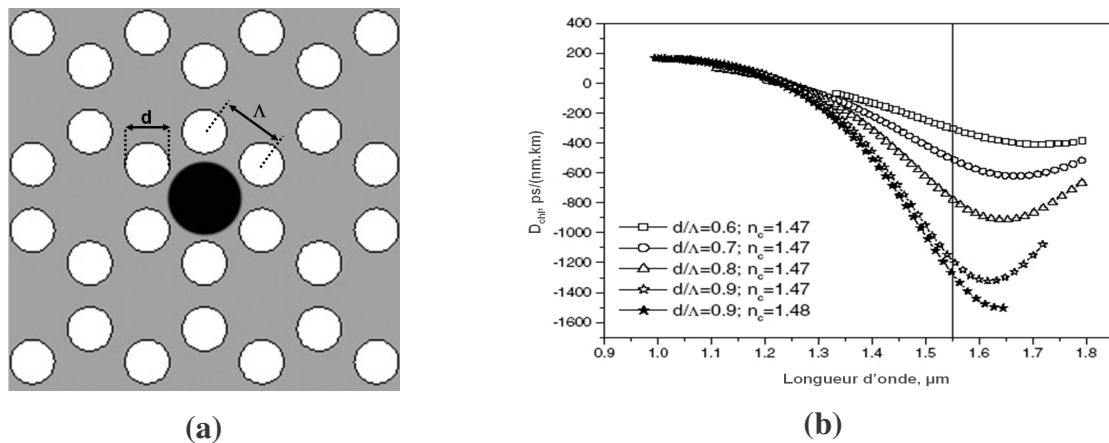


Figure IV-14 : (a) Section transverse de la fibre microstructurée à nid d’abeille dopée germanium (noir=Ger, gris=silice, blanc=air); (b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental paramétrée par le rapport d/Λ .

La courbe de dispersion chromatique du supermode fondamental atteint un minimum de -1350ps/(nm.km) à 1550nm pour un rapport d/Λ de 0,9 et n_c égal à 1,47. L’évolution lente de la courbe permet de compenser la D_{ch} d’une fibre de type SMF-28 sur une bande relativement importante de plus de 200nm. En revanche, l’aire effective du mode à 1550nm n’est que de $4,5\mu\text{m}^2$.

II.3.4.c Structure carrée

Un dernier exemple porte sur la conception d’une fibre à profil carré [IV-13]. La structure présente 8 plots dopés au germanium (concentration de 1%) formant un équivalent d’anneau alors que le cœur central est composé uniquement de silice pure (cf. **figure IV-15(a)**). Cette fois ci, le principe de guidage ne repose pas sur la réflexion totale interne puisque l’indice du cœur est inférieur à celui de la gaine (trous d’air + silice + plots de germanium), mais sur le guidage par bande interdite photonique. Cette technique demande une maîtrise de fabrication beaucoup plus accrue car la qualité du guidage est directement liée à la qualité de l’arrangement périodique.

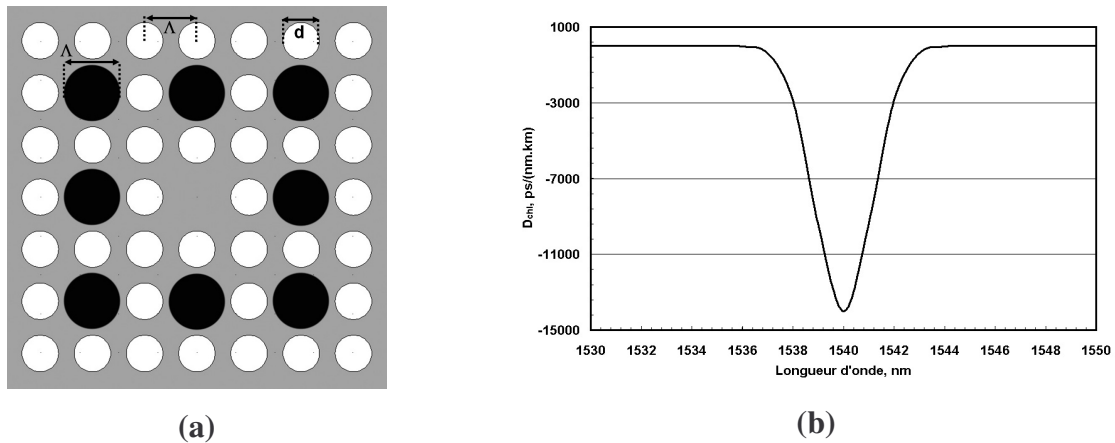


Figure IV-15 : (a) Section transverse de la fibre microstructurée carrée dopée germanium (noir=Ger, gris=silice, blanc=air) avec $\Lambda=6,7\mu\text{m}$ et $d=4,69\mu\text{m}$; (b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental.

Théoriquement, la courbe de dispersion chromatique du supermode fondamental présente un minimum de $-14000\text{ps}/(\text{nm.km})$ à 1540nm avec une largeur à mi-hauteur de $2,5\text{nm}$. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les nôtres mais, l'aire effective du mode est quant à elle beaucoup plus élevée due à l'arrangement carré et vaut $40\mu\text{m}^2$.

II.4 Optimisation des paramètres géométriques en fonction de l'application

Comme nous l'avons mentionné quelques lignes auparavant, nos études vont se focaliser sur le second design (cf. **figure IV-10**) composé uniquement de silice et d'air dont la fabrication pourra se faire dans sa totalité au laboratoire.

II.4.1 Influence des paramètres géométriques

Pour bien comprendre le fonctionnement de la nouvelle fibre en terme de dispersion chromatique, il est nécessaire d'étudier l'influence des différents paramètres que sont le nombre de couronnes, le diamètre des trous (petits et gros), l'écart entre les trous mais aussi le positionnement de l'anneau. La structure présentée dans le **tableau IV-1** constitue le point de départ de l'étude. Une fois cette étape validée, les résultats permettront d'optimiser les structures pour les applications de compensation monocanal et large bande.

II.4.1.a Influence du nombre de couronnes

Chez les fibres microstructurées, les modes étant guidés à fuite, les pertes de confinement ne peuvent plus être considérées comme négligeables et doivent être calculées. Ces pertes sont fonction du nombre de couronnes de trous d'air ainsi que du rapport d/Λ . Rappelons que l'estimation de cette grandeur se fait avec la MEF en ajoutant en limite une PML circulaire (cf. paragraphe II.2.1.c.i). Les cinq premières couronnes de trous de la structure de la **figure IV-10** sont conservées avec leurs caractéristiques, puis des couronnes de trous sont rajoutées dans la gaine pour en déterminer leur influence. Les résultats sont tracés sur la **figure IV-16** :

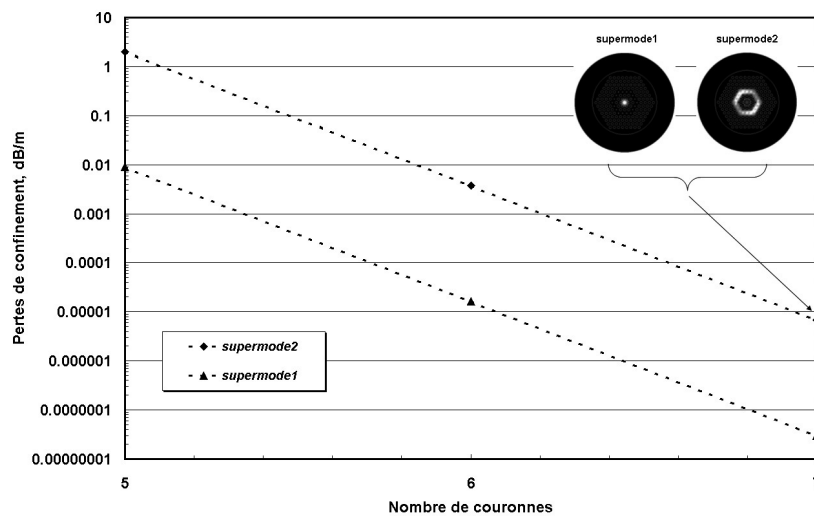


Figure IV-16 : Evolution des pertes de confinement à 1500nm en fonction du nombre de couronnes; Distributions des normes des champs électriques des deux supermodes à 1500nm pour 7 couronnes portées en insert.

Les pertes de confinement ont été simulées à 1500nm avant la longueur d'onde de phase matching ($\lambda_0=1550\text{nm}$) pour faciliter le raisonnement. La répartition des champs électriques des deux supermodes (en insert sur la **figure IV-16**) se restreint respectivement au cœur central et au cœur annulaire, confirmant l'indépendance des deux guides. Le graphique démontre que plus le nombre de couronnes de trous d'air dans la gaine est important et moins les pertes de confinement sont conséquentes. Ainsi, pour une structure passant de 5 à 7 couronnes au total, les pertes se trouvent divisées par un facteur 10^6 . Pour la structure mettant en jeu 7 couronnes, les valeurs des pertes à 1500nm sont quasi négligeables atteignant respectivement 3.10^{-5}dB/km et 7.10^{-3}dB/km pour le supermode 1 et 2. La seconde valeur est 100 fois supérieure à la première du fait de la position excentrée de l'anneau.

Pour la suite, nous conserverons des structures formées de 7 à 8 couronnes, représentant un bon compromis entre les performances atteintes et la difficulté de fabrication.

Une série de calculs supplémentaires a évalué l'évolution de ces pertes en fonction de la longueur d'onde sur la structure composée de 7 couronnes :

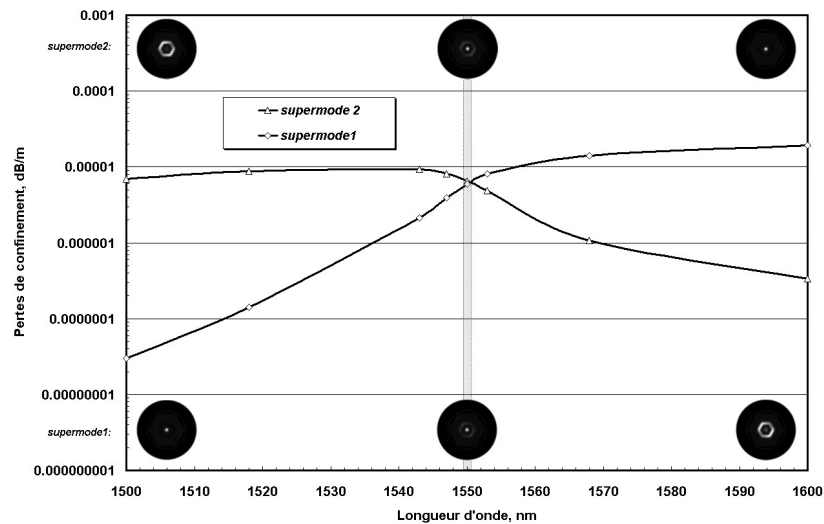


Figure IV-17 : Evolution des pertes de confinement des deux supermodes pour une structure à 7 couronnes en fonction de la longueur d'onde avec la distribution des normes des champs électriques.

Le graphique met en évidence un comportement original de ces pertes. En effet, l'évolution des pertes suit la répartition du champ électrique. Plus le champ se trouve piégé dans le cœur central et moins les pertes sont élevées, ce qui se comprend bien intuitivement. A la longueur d'onde d'accord de phase de 1550nm, la distribution des champs des supermodes 1 et 2 étant identique, leurs faibles pertes respectives deviennent égales et ont pour valeur 6.10^{-3} dB/km (valeur quasi négligeable).

II.4.1.b Influence de l'écart entre les trous d'air (pitch)

Dans un second temps, nous cherchons à évaluer l'influence de l'écart entre les trous d'air sur l'évolution de la courbe de dispersion chromatique du supermode fondamental. Pour ce faire, les paramètres de la structure originale (cf. **tableau IV-1**) sont conservés avec l'introduction d'une diminution de 15% puis de 30% sur la valeur initiale du pitch ($\Lambda=2,3\mu\text{m}$). Cette variation est supérieure aux exigences de fabrication qui se situent généralement autour de 10%. Les résultats sont reportés sur le graphique suivant :

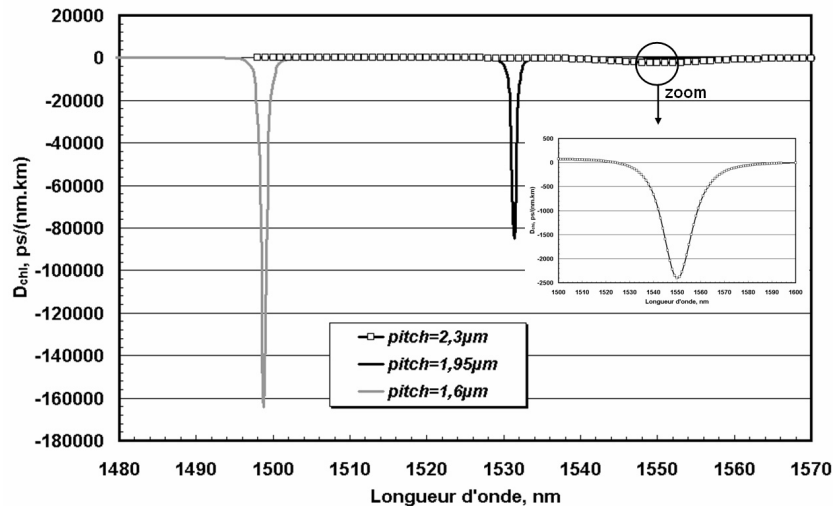


Figure IV-18 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental en fonction du pitch ($\Lambda=2,3\mu\text{m}$, $\Lambda=1,95\mu\text{m}$, $\Lambda=1,6\mu\text{m}$); Zoom de la courbe de D_{chI} ayant $\Lambda=2,3\mu\text{m}$ porté en insert.

Les simulations permettent de dégager un comportement logique à savoir qu'une diminution du pitch a pour conséquence une augmentation violente (6300% !) de la valeur négative de D_{chI} : le coefficient minimum passe de $-2500\text{ps}/(\text{nm.km})$ à $-160000\text{ps}/(\text{nm.km})$ (respectivement la courbe avec les points et celle en grisée). En effet, cette diminution du pitch donc l'augmentation du rapport d/Λ (car ici d est constant) se traduit d'après la **figure IV-3** par un affaiblissement de l'indice effectif de gaine ou autrement dit la création d'une très forte dissymétrie entre les deux cœurs. De plus, cet effet s'accompagne d'un faible décalage vers les longueurs d'onde basses de la longueur d'onde dite de phase matching λ_0 , autour de 50nm pour le cas le plus extrême.

II.4.1.c Influence du diamètre des gros trous d'air

Dans cette partie les calculs cherchent à évaluer l'influence du diamètre des gros trous d'air sur la courbe de D_{chI} . La variation apportée est de $\pm 30\%$ par rapport au $1,4\mu\text{m}$ initial. De façon à améliorer la lisibilité, les résultats sont reportés sur deux graphiques :

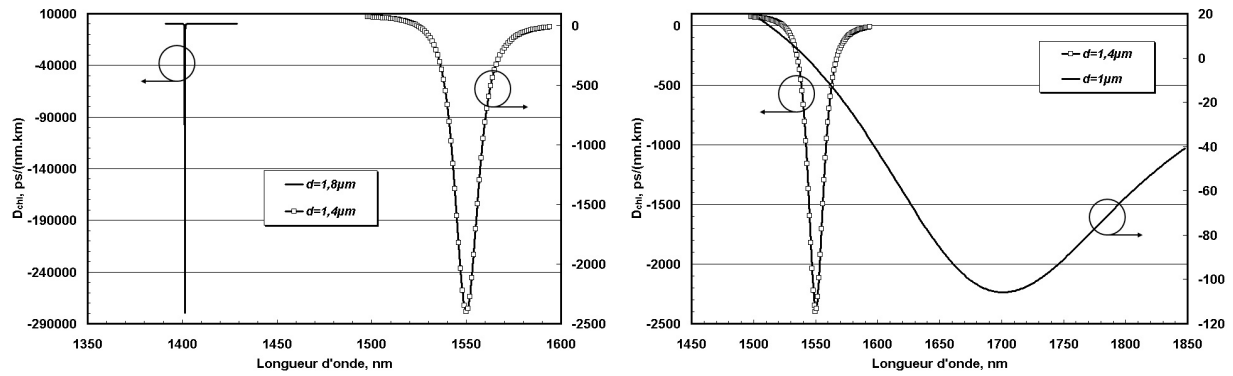


Figure IV-19 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental en fonction du diamètre des gros trous ($d=1,8\mu\text{m}$; $d=1,4\mu\text{m}$; $d=1\mu\text{m}$).

Là encore, une variation très importante du minimum de D_{chI} est observée : on passe de $-100\text{ps}/(\text{nm.km})$ pour un diamètre de $1\mu\text{m}$ à près de $-275000\text{ps}/(\text{nm.km})$ pour un diamètre de $1,8\mu\text{m}$. La largeur à mi-hauteur du pic se trouve être alors réduite de 98,6% ($0,2\text{nm}$ contre les 14nm du début) n'autorisant qu'une compensation ultra sélective. Ce comportement est lié comme précédemment à la valeur du rapport d/Λ . Néanmoins, il faut noter ici que l'effet sur la longueur d'onde est plus conséquent puisque pour un changement de 30% sur le diamètre, le minimum de D_{chI} se trouve décalé de 150nm contre 50nm avec le pitch.

II.4.1.d Influence du diamètre des petits trous d'air

En appliquant le même raisonnement, le diamètre des trous constituant l'anneau est modifié de façon à juger de l'impact sur la D_{chI} . La variation introduite ne sera que de $\pm 15\%$ (sur les $0,516\mu\text{m}$ de départ) du fait des évolutions extrêmement rapides. Après calculs on obtient :

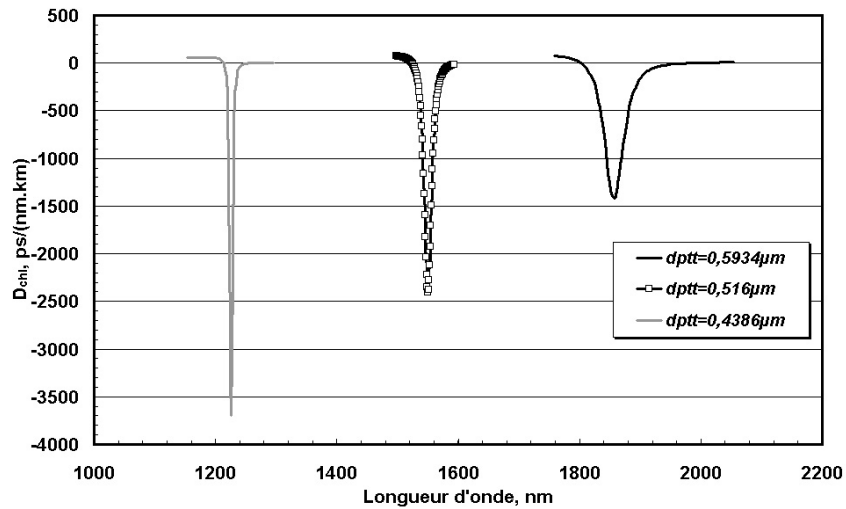


Figure IV-20 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental en fonction du diamètre des petits trous ($d_{ptt}=0,5934\mu\text{m}$; $d_{ptt}=0,51\mu\text{m}$; $d_{ptt}=0,4386\mu\text{m}$).

Comme attendu, l'influence sur la longueur d'onde de phase matching est très forte puisqu'un changement de 15% sur le diamètre des petits trous engendre plus de 230nm de décalage de λ_0 . Ce résultat met en avant la nécessité pour l'étape de fabrication de contrôler les dimensions de ces petits trous. Par contre, la valeur du minimum de D_{chl} ne subit que peu de modifications en comparaison aux résultats précédents.

II.4.1.e Influence du positionnement de l'anneau

Une dernière étude est consacrée au positionnement de l'anneau. Jusqu'à présent, il correspondait à la troisième couronne de trous d'air. Sa position va maintenant varier entre la seconde et cinquième couronne en conservant les autres paramètres du **tableau IV-1**. Le résultat est tracé sur deux graphiques pour une meilleure lisibilité :

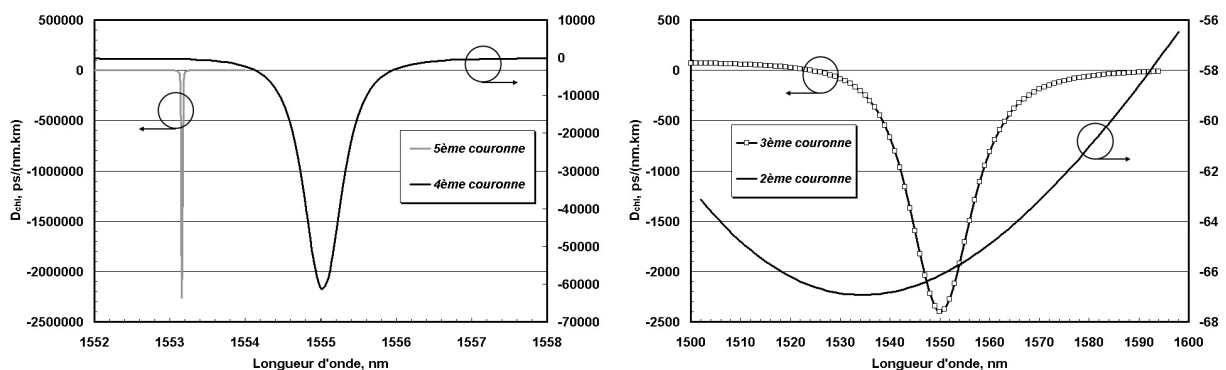


Figure IV-21 : Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental en fonction de la position du cœur annulaire.

Les changements induits par la position du cœur annulaire ont un caractère particulier. En effet, plus le nombre de couronnes augmente entre les deux cœurs et plus la valeur minimale de D_{chl} augmente. Cela est pertinent puisque la différence d'indice entre les deux s'accroît avec le nombre de trous d'air jusqu'à une certaine limite (évaluée à 4/5 couronnes). On passe d'une valeur moyenne de $-65 \pm 2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur 70nm (anneau correspondant à la seconde couronne) à $-2260000 \pm 70000 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ sur 0,02nm (anneau correspondant à la cinquième couronne). Par contre, la particularité vient de l'absence de décalage significatif au niveau de la longueur d'onde de phase matching qui se situe toujours au voisinage de 1550nm. Ce résultat permet donc d'adapter aisément la FDCC microstructurée à l'application monocanal ou large bande, résultat sur lequel nous allons appuyer l'étape d'optimisation.

II.4.1.f Conclusion partielle

En conclusion de ces différentes simulations, nous pouvons dire que les évolutions de la dispersion chromatique du supermode fondamental observées peuvent être reliées aux tendances prédites chez les FDCC MCVD (cf. **tableau III-3**). En effet, lorsque la différence d'indice entre les deux cœurs augmente (rapport d/Λ élevé), le coefficient minimum de D_{chl} s'accroît tout en s'accompagnant d'un décalage vers les longueurs d'onde basses. De plus, la largeur à mi-hauteur du pic se restreint pour n'autoriser alors que des compensations très sélectives. Il est aussi possible d'atteindre des valeurs négatives de plusieurs millions de $\text{ps}/(\text{nm.km})$, résultat 100 fois supérieur aux meilleurs obtenus par la technique MCVD. Enfin, la position du cœur annulaire permet d'adapter simplement les profils d'indice de réfraction à la compensation en sous-bande ou aux applications WDM sans avoir à modifier tous les autres paramètres, ce qui n'était pas possible jusqu'à présent.

A la vue de tous ces résultats, une nouvelle série de calculs va débiter pour optimiser les paramètres géométriques en fonction de l'application visée.

II.4.2 Application à la compensation monocanal/sous-bande

Dans cette partie, nous recherchons des paramètres géométriques de façon à concevoir un profil très dissymétrique pour atteindre des valeurs négatives de D_{chl} largement supérieures aux valeurs obtenues par la technologie MCVD. On se limitera à une amélioration d'un

facteur 10, afin que les conditions d'utilisation des appareils expérimentaux soient en accord avec les valeurs à mesurer. De plus, la fibre devra répondre aux exigences habituelles d'insertion dans une liaison optique en terme de pertes de propagation et de connexion. D'après l'étude précédente, le design avec un cœur annulaire positionné sur la 4^{ème} couronne permet de satisfaire au critère très dispersif. En effet, le minimum de dispersion est autour de -60000ps/(nm.km) à 1555nm et sa largeur à mi-hauteur se situe à 0,6nm (cf. **figure IV-22(b)**), valeur limite pour une caractérisation expérimentale. Le nombre total de couronnes demeure à 7 compte tenu des faibles pertes de confinement calculées en bande C. Les paramètres retenus sont résumés dans le **tableau IV-2** :

Pitch	Diamètre des trous d'air (d)	Diamètre des petits trous d'air (d_{ptt})	Position de l'anneau	Nombre total de couronnes
2,3 μ m	1,4 μ m	0,516 μ m	4 ^{ème} couronne	7

Tableau IV-2 : Paramètres géométriques de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques air-silice optimisée pour l'application monocanal.

La section transverse ainsi que la courbe correspondante de la dispersion chromatique du supermode fondamental donnent :

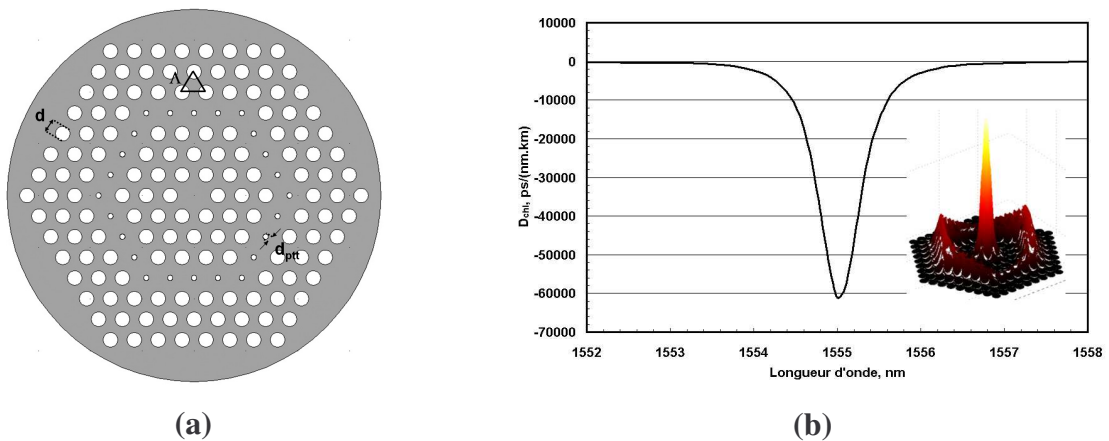


Figure IV-22 : (a) Section transverse de la FDCC microstructurée appliquée à la compensation monocanal (gris=silice, blanc=air); (b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental.

La proportion d'air dans la fibre est acceptable avec un rapport d/Λ proche de 0,6. Ainsi, le guide central se trouve être faiblement multimode en bande C (fibre expérimentalement asymptotiquement monomode). La dimension du rayon central de 1,6 μ m permet de limiter les

perles de connexion à 0,65dB avec l'utilisation d'une fibre à petit cœur (contre 5,8dB avec une SMF-28), et d'atteindre une valeur d' A_{eff} de $6,6\mu\text{m}^2$ à 1550nm.

Par conséquent, ce profil est retenu pour une première fabrication.

II.4.3 Application à la compensation large bande (bande C)

La seconde application visée nécessite de compenser la dispersion chromatique des fibres de ligne non pas à une longueur d'onde unique mais sur plusieurs. De la même façon qu'au Chapitre troisième, l'étude sera restreinte à la bande C. D'après l'étape préliminaire de simulation, le cœur annulaire est positionné à la seconde couronne de trous dans le but d'obtenir une évolution de la dispersion suffisamment lente pour créer une zone quasi linéaire, le tout avec une pente et des valeurs de D_{chl} opposées à celles d'une fibre de ligne. La section transverse est composée non plus de deux mais de trois tailles de trous différentes afin d'optimiser la valeur négative de dispersion (d/Λ entre les deux proche de 1). Une couronne de trous supplémentaire en limite est introduite pour réduire les pertes de confinement, ce qui porte à huit leur nombre. Le couple de paramètres géométriques retenu est le suivant :

Pitch (Λ)	Diamètre des gros trous d'air (d_g)	Diamètre des petits trous d'air (d_{pt})	Diamètre des trous d'air (d)	Position de l'anneau	Nombre total de couronnes
1 μm	0,99 μm	0,63 μm	0,87 μm	2 ^{ème} couronne	8

Tableau IV-3 : Paramètres géométriques de la fibre microstructurée à deux cœurs concentriques air-silice optimisée pour l'application WDM.

La section transverse ainsi que la courbe correspondante de la dispersion chromatique du supermode fondamental figurent ci-dessous :

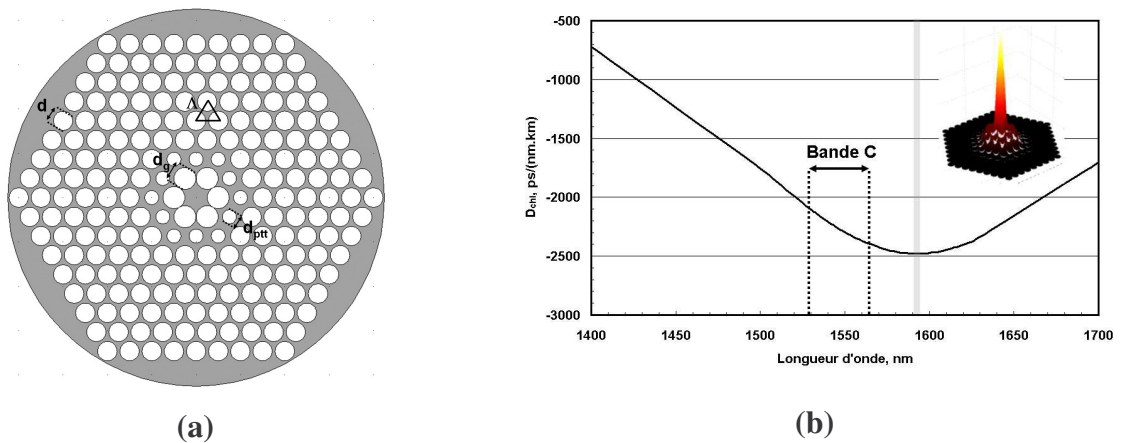


Figure IV-23 : (a) Section transverse de la FDCC microstructurée appliquée à la compensation WDM (gris=silice, blanc=air); (b) Evolution de la dispersion chromatique du supermode fondamental (la norme du champ électrique à 1550nm est portée en insert).

L'évolution de D_{chI} est bien atténuée avec un accord de phase à 1592nm (zone grisée sur la **figure IV-23(b)**). Pour preuve, la largeur à mi-hauteur du pic se situe autour de 300nm contre les 0,5nm précédent. Sur la bande C, la valeur moyenne de la D_{ch} est de -2300ps/(nm.km) avec une pente de -8,8ps/(nm².km). Ces deux grandeurs permettent d'obtenir l'égalité entre les rapports RDS des fibres compensatrice et de ligne (cf. Eq. [I-46]). Par conséquent, le rapport de longueur qui en découle vaut 140. Avec cette valeur, la connexion de notre fibre compensatrice à une fibre du type SMF-28 aboutit à une D_{ch} résiduelle faible et limitée à 0,1ps/(nm.km) sur les 35nm, traduisant une compensation de très bonne qualité. Il faut noter que la taille du cœur central étant réduite avec ce profil, l' A_{eff} à 1550nm ne dépasse pas les 2,6 μm^2 . Pour une connexion avec une fibre du type SMF-28, les pertes de soudure sont élevées et calculées à 5,82dB. Afin de diminuer cette valeur, on pourra soit utiliser des tapers soit une fibre à petit cœur (pertes calculées seulement à 1,3dB).

Les pertes de confinement calculées sont elles, relativement faibles pour le supermode fondamental comme l'illustre le graphique suivant :

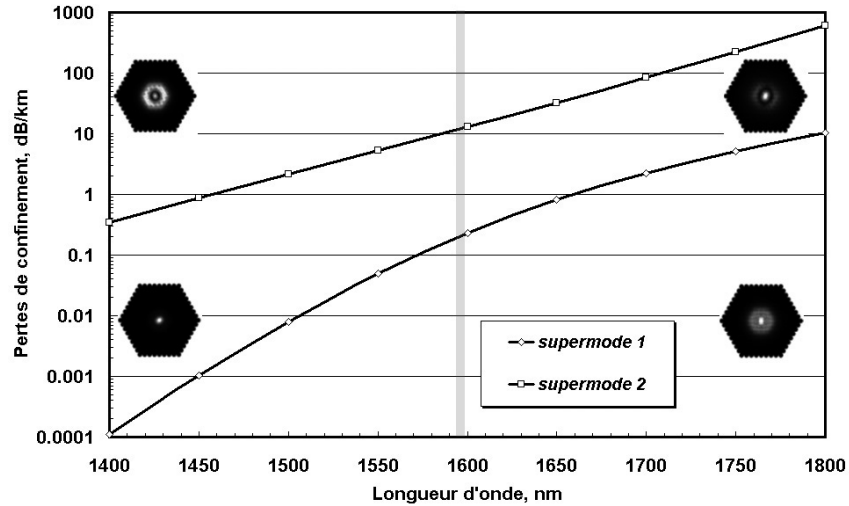


Figure IV-24 : Evolution des pertes de confinement des deux supermodes de la FDCC microstructurée appliquée à la compensation WDM en fonction de la longueur d'onde avec la distribution des normes des champs électriques à 1400 et 1800nm.

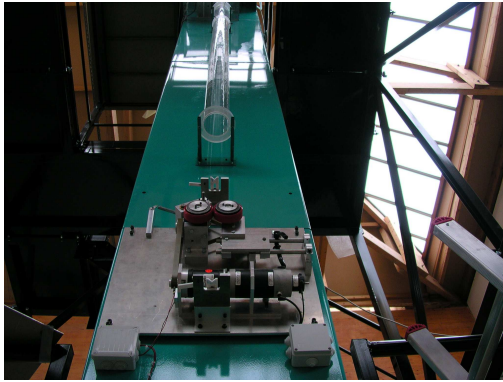
A 1550nm, les pertes se situent autour de 0,05dB/km et 5,27dB/km respectivement pour le premier et second supermode. La distribution des normes des champs confirme cette différence (facteur 100) entre les deux supermodes, puisque l'on voit clairement que le champ est beaucoup moins étalé dans la gaine chez le supermode fondamental. Reste que leurs valeurs convergent à la longueur d'onde d'accord de phase (zone grisée sur le graphique), là où les répartitions s'équilibrent.

Par conséquent, ce profil est retenu pour une fabrication ultérieure.

III. Fabrication-Characterisation

III.1 La fabrication des fibres microstructurées

Pour débiter cette dernière partie qui est consacrée à la fabrication et la caractérisation des fibres microstructurées, je vais faire une brève présentation de la méthode dite de « stack and draw » décrite pour la première fois par Knight *et al.* [IV-1] sur laquelle vont s'appuyer nos réalisations expérimentales. Pour répondre à ce défi technique, le laboratoire s'est doté de deux tours de fibrage : une première utilisée pour l'étirage de tubes capillaires et de cannes microstructurées (**figure IV-25(a)**) et une seconde dédiée à la fabrication proprement dite de la fibre (**figure IV-25(b)**).



(a)



(b)

Figure IV-25 : (a) Tour de fibrage pour capillaires et cannes microstructurées; (b) Tour de fibrage pour fibres optiques.

III.1.1 Création de capillaires sur mesure

La fabrication des fibres microstructurées nécessite trois étapes dont la première est consacrée à la confection des tubes capillaires. Pour répondre aux caractéristiques théoriques d'une fibre à deux cœurs concentriques, un minimum de trois familles de capillaires est requis :

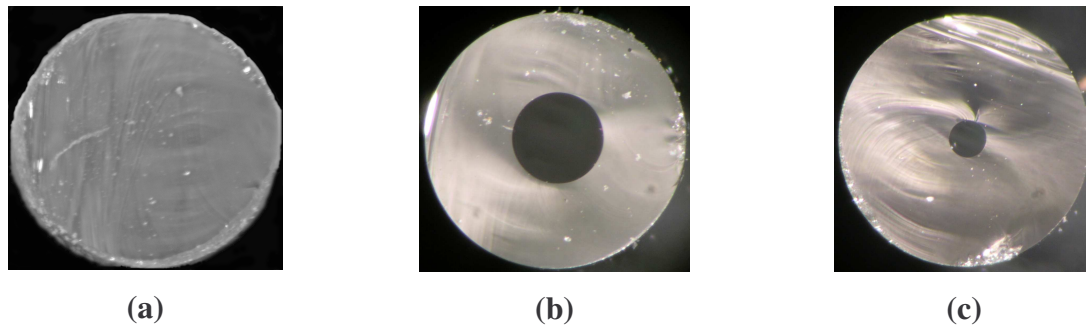


Figure IV-26 : (a) Barreau plein; (b) Capillaire à gros trou d'air; (c) Capillaire à petit trou d'air.

La réalisation de tous ces capillaires fait appel à la première tour de fibrage photographiée sur la **figure IV-25(a)**. De façon à simplifier la technique de fabrication décrite dans [IV-1], on s'est affranchi de l'étape d'usinage consistant à passer d'un tube circulaire à un tube hexagonal. La structure hexagonale obtenue, composée de l'ensemble des capillaires correctement disposés, est insérée dans un tube de maintien afin que les capillaires restent groupés, comme l'illustre la photographie suivante :

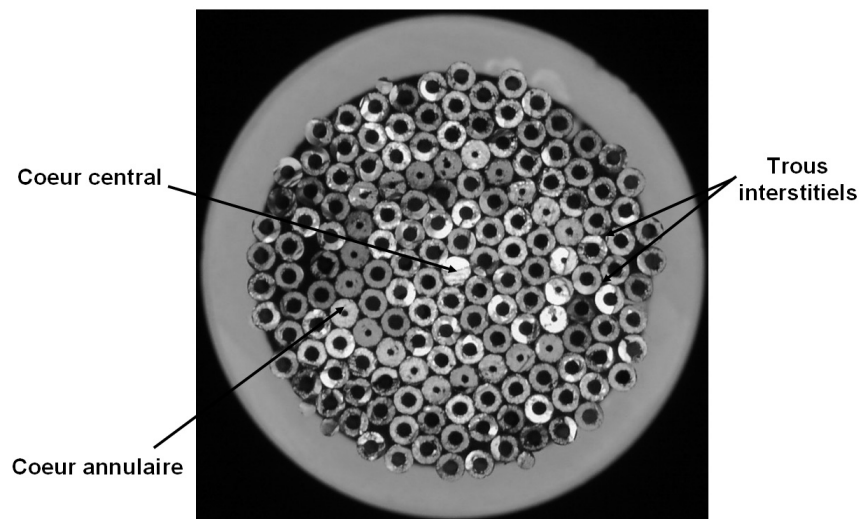


Figure IV-27 : Préforme primaire d'une FDCC microstructurée (diamètre 25mm).

On peut distinguer le cœur central constitué d'un barreau plein et le cœur annulaire formé par la quatrième couronne de capillaires à petits trous d'air. Cependant, un problème demeure avec la présence de trous interstitiels entre les arrangements de tubes cylindriques. Cette contrainte sera résolue lors de l'étape suivante en jouant sur les pressions.

III.1.2 Réalisation de cannes microstructurées

La seconde phase consiste donc à étirer la préforme primaire au moyen de la première tour de fibrage. Cette étape doit permettre de réduire le diamètre de la préforme d'un facteur 10. On obtient alors un grand nombre de ce qu'on appelle des cannes microstructurées (air-silice dans le cas présent) :

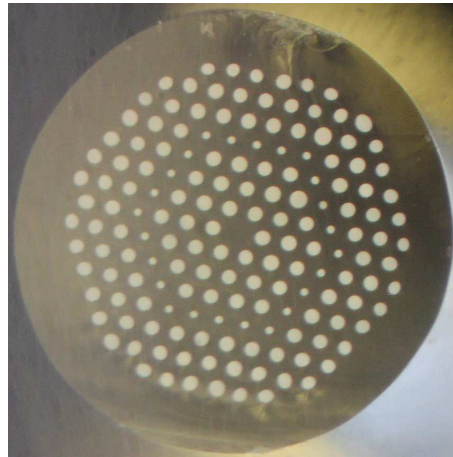


Figure IV-28 : Canne à deux cœurs concentriques microstructurée (diamètre 2mm).

Au cours de ce fibrage, il est primordial de gérer parfaitement la température, les vitesses de descente et d'enroulement, sans oublier les pressions différentielles. A ces seules conditions, la canne conservera des trous d'air homogènes avec un arrangement régulier. Il faut noter sur la photographie que seuls les trous interstitiels ont bien été refermés comme convenue.

III.1.3 Naissance de la fibre optique microstructurée

Lors de la troisième et dernière étape de fibrage, la canne précédente est manchonnée dans un tube dont l'intérieur correspond à son diamètre alors que l'extérieur est en rapport avec le coefficient de réduction recherché. Le tout est ensuite fibré grâce à la seconde tour (**figure IV-25(b)**) et la fibre optique microstructurée est ainsi obtenue.

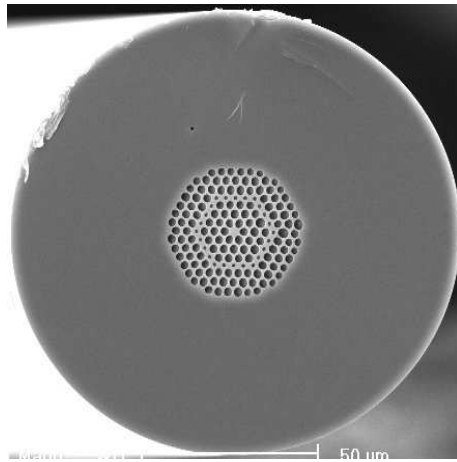


Figure IV-29 : Fibre optique à deux cœurs concentriques microstructurée (diamètre 125μm).

III.2 Etude d'une fibre compensatrice microstructurée appliquée à la compensation en sous-bande

Cette première étude est à mettre en relation avec les calculs du paragraphe II.4.2. On rappelle que le profil sélectionné présente un très fort minimum de dispersion chromatique autour de -60000ps/(nm.km) (cf. **figure IV-22(b)**).

III.2.1 Réalisation de la FDCC microstructurée

L'étape de fabrication nécessaire à la réalisation de la fibre théorique retenue correspond au descriptif du paragraphe précédent. Au final, une fibre de diamètre extérieur de 125μm est obtenue et le zoom de la zone à trous observé au microscope électronique à balayage (MEB) permet d'en déterminer les paramètres géométriques.

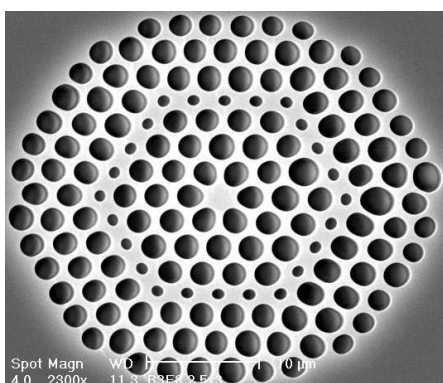


Figure IV-30 : Zoom de la zone à trous de la FDCC microstructurée monocanal au MEB.

Λ (μm)	d (μm)	d_{ptt} (μm)	Position de l'anneau	Nombre total de couronnes
2,5	2	0,7	4 ^{ème} cour.	7

Tableau IV-4 : Caractéristiques géométriques de la FDCC microstructurée fabriquée.

La photographie met en évidence la qualité de la fabrication avec la présence des 168 trous d'air nécessaires à cette structure hexagonale composée de 7 couronnes. La disposition des trous d'air de plus faible dimension correspond bien à la quatrième couronne, jouant le rôle de cœur annulaire, alors que le cœur central est quand à lui constitué uniquement de silice. De plus, si la valeur expérimentale du pitch est très voisine de celle attendue ($2,5\mu\text{m}$ contre $2,3\mu\text{m}$), il faut noter un fort grossissement des trous d'air de près de 40% dans les deux cas (d et d_{pit}). Ce gonflement s'est produit durant la dernière étape de fibrage et reste difficile à contrôler.

III.2.2 Métrologie

De façon à caractériser la fibre ainsi réalisée, nous allons reconduire la démarche entreprise au Chapitre troisième.

III.2.2.a Caractérisation des modes de la structure

Un tronçon d'une centaine de mètres a été obtenu sur lequel diverses mesures vont être opérées. La fibre est enroulée sur une bobine de diamètre 15cm (l'influence de l'enroulement est considérée dans ces conditions négligeable). La première caractérisation consiste à vérifier que la lumière peut être guidée dans les deux cœurs par réflexion totale interne. Pour effectuer la manipulation, le banc de mesure décrit au Chapitre troisième (cf. **figure III-15**) combinant l'injection et la visualisation est repris. La lumière injectée en entrée est répartie sur l'un des deux cœurs en décalant le faisceau incident. La répartition d'énergie obtenue en sortie de la FDCC pour les deux configurations est la suivante :

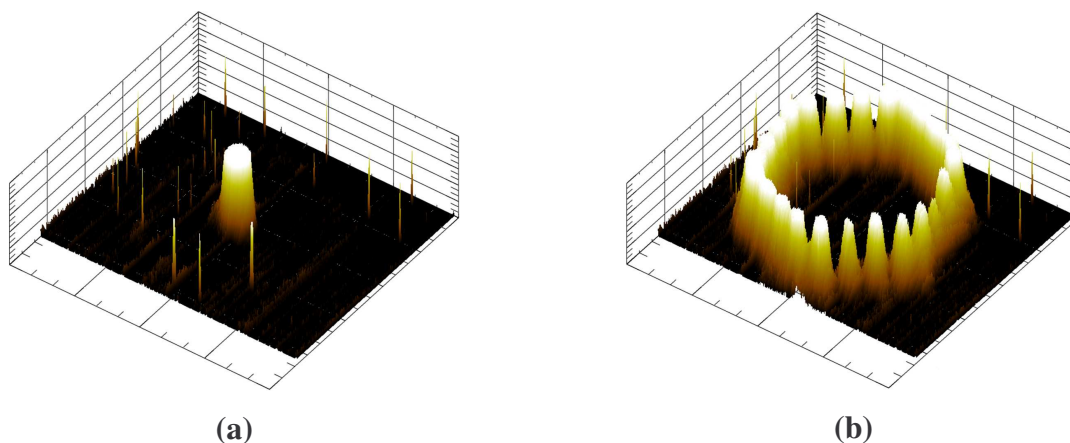


Figure IV-31 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC à 1550nm pour une injection centrée (a) et décalée (b).

Par conséquent, la lumière peut être guidée indépendamment par l'un des deux guides. La **figure IV-31(b)** met en évidence des zéro de puissance dans l'anneau qui correspondent à la présence des petits trous d'air.

Pour vérifier le caractère unimodal du guide central dans la bande C, seule l'injection centrée est conservée. De plus, la puissance d'entrée est réduite au maximum afin de ne pas saturer la caméra. Enfin, une coupe transverse est opérée au niveau du cœur central.

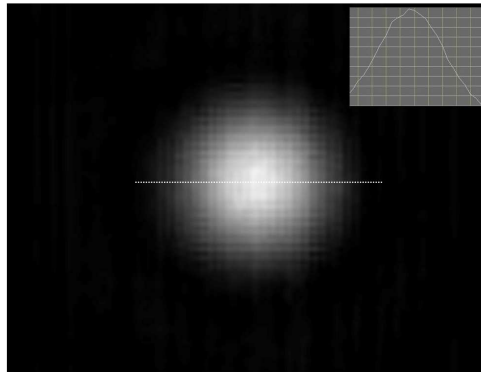


Figure IV-32 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de le FDCC à 1550nm pour une injection centrée; Coupe transverse portée en insert.

La répartition gaussienne de l'image est caractéristique du mode fondamental LP_{01} d'une fibre classique à saut d'indice. Par conséquent, le guide central (composé du cœur central et de la gaine interne) est unimodal dans la bande de travail, condition nécessaire à une analyse pertinente de la dispersion chromatique.

Une remarque importante est à apporter à ce stade de l'étude. En effet, dans le cas d'une injection centrée (**figure IV-31(a)**), la répartition de l'intensité observée en sortie de la FDCC se cantonne uniquement à la région du cœur central. Or sachant qu'autour de la longueur d'onde particulière dite de phase matching, la lumière est localisée dans les deux cœurs (cf. l'insert de la **figure IV-22(b)**), on peut en déduire de façon intuitive que la zone à forte dispersion chromatique a été repoussée hors de la bande C (conséquence des gonflements des trous d'air). Les calculs qui vont suivre en apporteront la confirmation.

III.2.2.b Evaluation des pertes

Cette étape concerne l'évaluation de l'atténuation linéique et des pertes de connexion. Dans les deux cas les mesures seront réalisées à l'aide du banc présenté au Chapitre troisième illustré par la **figure III-28**. La méthode de mesure est basée sur la technique du « Cut-Back ». Parallèlement, la coupe transverse de la fibre réelle (cf. **figure IV-30**) est analysée par le programme présenté au paragraphe II.2.1.d afin de créer une coupe réelle simulable. Une fois cette opération faite, des calculs sont lancés avec la méthode des éléments finis. Cette opération permet de se rapprocher au mieux de la réalité en considérant le gonflement et la déformation des trous d'air inhérents à l'étape de fibrage. Le tableau suivant regroupe les résultats mesurés et calculés sur la fibre réelle :

	Pertes de propagation		Pertes de connexion	Pertes de connexion
	Pertes de confinement	Pertes du matériau	SMF-28/FDCC	DSF/FDCC
Calculs	négligeable	0,005dB/km	8,3dB	3,6dB
Mesures	80dB/km		7,5dB	4dB

Tableau IV-5 : Pertes calculées et mesurées sur la FDCC réelle à 1550nm.

Une première remarque concerne la valeur des pertes de propagation mesurées à plusieurs dizaines de dB/km, grandeur très éloignée des calculs. Cette différence est attribuée à la qualité de la silice incluant un grand nombre d'impuretés responsables de cette hausse. Néanmoins, pour nos mesures expérimentales ne demandant que quelques centaines de mètres, cette valeur reste acceptable.

Au sujet des pertes de connexion, il faut constater que le gonflement des trous a provoqué une réduction du cœur central important. Ainsi l'aire effective calculée à 1550nm est passée de $6,6\mu\text{m}^2$ à $3,9\mu\text{m}^2$. Par conséquent, les valeurs mesurées entre la FDCC et une fibre du type SMF-28 ou une fibre à petit cœur conservent des pertes élevées, respectivement 7,5dB et 4dB (contre 5,8dB et 0,65dB sans déformation). Les données fournies par la simulation du profil réel sont en assez bon accord avec la mesure. De ce fait pour la mesure de la dispersion chromatique, les deux fibres SMF-28 habituellement utilisées seront remplacées par deux fibres à petit cœur (cf. **figure III-1**) pour maintenir des puissances suffisantes.

III.2.2.c Caractérisation du point de vue de la dispersion chromatique

La FDCC va être maintenant analysée dans le but d'évaluer la dispersion chromatique. Un tronçon de 100m est soudé à deux fibres à petit cœur en entrée et sortie pour injecter et détecter l'énergie uniquement dans le cœur central (configuration module). La dispersion chromatique de l'ensemble est mesurée par la méthode de mesure du retard de phase. De la même façon que pour les pertes, les valeurs mesurées seront comparées à celles calculées à partir du profil réel de la fibre microstructurée. Les résultats sont reportés sur la **figure IV-33**.

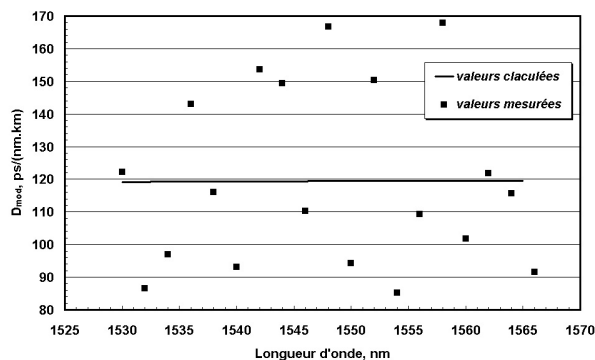


Figure IV-33 : Evolution expérimentale et théorique de D_{mod} en bande C

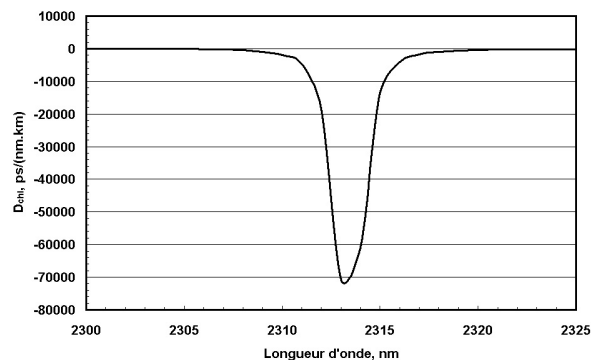


Figure IV-34 : Evolution théorique de la dispersion chromatique du supermode fondamental de la FDCC réelle.

Les données de la **figure IV-33** confirment les premières observations visuelles à savoir l'absence du pic de dispersion chromatique dans la bande C. La dispersion se situe classiquement pour une fibre microstructurée autour des 120ps/(nm.km). La mesure sur l'appareil E.G.&G. est en accord avec ces données malgré une ondulation importante due au faible niveau de puissance atteint. Connaissant ces résultats, la simulation a alors été reconduite sur une bande de longueur d'onde étendue pour repérer le minimum de dispersion. La **figure IV-34** dévoile l'effet recherché à la longueur d'onde haute de 2313nm avec un coefficient négatif de -70000ps/(nm.km).

Fort de cette constatation, une nouvelle fabrication a débuté en tenant compte du gonflement des trous d'air pour diminuer leurs dimensions. Conjointement, une dernière série de mesure à partir des premières cannes microstructurées réalisées a été lancée pour compenser le décalage en longueur d'onde.

III.2.3 Vers un effet calé à 1550nm ...

Afin de ramener l'effet recherché dans la bande C, soit d'effectuer un décalage d'environ 750nm vers les longueurs d'onde basses, une des cannes microstructurées initiales a été réétirée avec un diamètre extérieur inférieur de 35% au 125 μ m précédent, de l'ordre de 80 μ m (valeur limite pour un fibrage). En effet, grâce à cette diminution du diamètre, toutes les dimensions géométriques s'en trouveront réduites. Or d'après la **figure IV-20**, les trous d'air constituant l'anneau représentent le paramètre le plus influant sur le positionnement du phase matching. Les calculs basés sur la section transverse présentée par la **figure IV-30** montrent qu'une réduction de 30% de leur taille autorise un tel décalage, ce qui est en accord avec le diamètre extérieur retenu. Après fabrication d'un tronçon de 20m, la fibre ainsi obtenue est soudée en entrée à une fibre à petit cœur de façon à injecter la lumière uniquement dans son cœur central. Puis, à l'aide du banc de mesure décrit au Chapitre troisième (cf. **figure III-15**), une observation en champ proche de la face de sortie de la FDCC est opérée. Les deux photographies suivantes mettent en avant la pertinence du résultat :

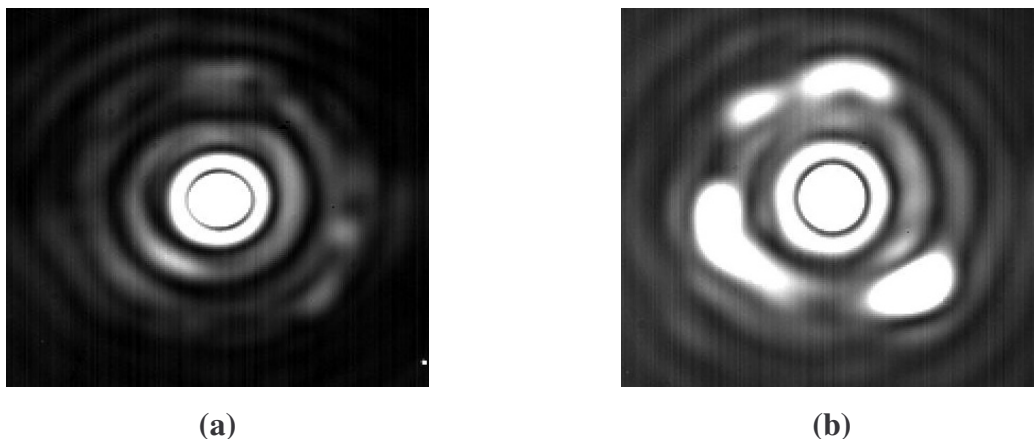


Figure IV-35 : Imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC avec $d_{\text{ext}}=80\mu\text{m}$ à 1480nm (a) et 1550nm (b).

L'image prise à la longueur d'onde de 1480nm témoigne d'une répartition d'énergie présente uniquement dans le cœur central de la fibre. A contrario, à 1550nm, cette même énergie se retrouve localisée dans les deux cœurs. Cela atteste d'un couplage important caractéristique du phénomène de dispersion recherché.

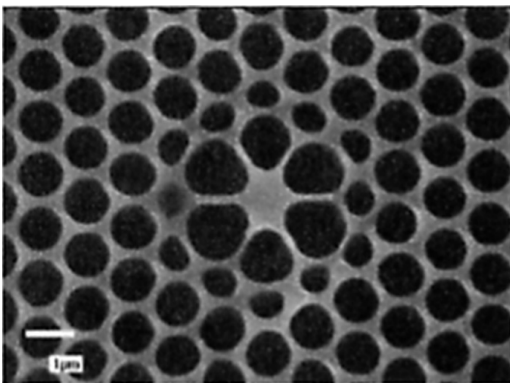
Malgré ce résultat prometteur, la mesure de dispersion n'a pu avec certitude confirmer cette observation compte tenu des fortes ondulations sur la courbe dues à un niveau de puissance insuffisant et à une très mauvaise régularité de la taille des petits trous. La caractérisation de

ce tronçon a dû être abandonné pour au final, s'orienter vers la fabrication d'une nouvelle préforme primaire actuellement en cours.

III.3 Etude d'une fibre compensatrice microstructurée appliquée à la compensation large bande (bande C)

Cette seconde étude est normalement à mettre en relation avec les calculs du paragraphe II.4.3. Or, ce domaine d'application du WDM suscite un grand engouement au sein de la communauté scientifique et de ce fait, l'évolution des travaux est extrêmement rapide. Ainsi, trois mois seulement après avoir présenté mes résultats théoriques lors d'une conférence internationale [IV-14], le groupe Blaze Photonics et l'université anglaise de Bath sont parvenus à en valider expérimentalement les promesses [IV-15]. Ce paragraphe rapporte brièvement leurs résultats à défaut de donner nos propres réalisations.

Une fibre de diamètre extérieur de 125 μm est obtenue et le zoom de la zone à trous observé au microscope électronique à balayage (MEB) permet d'en déterminer les paramètres géométriques :



Λ	d_g	d_{pt}	d	Position de l'anneau
(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	
≈ 1	≈ 1	$\approx 0,55$	$\approx 0,85$	2 ^{ème} cour.

Figure IV-36 : Zoom de la zone à trous de la FDCC microstructurée large bande au MEB. Tableau IV-6 : Caractéristiques géométriques de la FDCC microstructurée fabriquée.

Les paramètres géométriques ainsi que l'arrangement des trous d'air sont voisins de ceux retenus en simulation. Il faut noter la bonne régularité de l'ensemble de la géométrie malgré la valeur très faible du pitch (de l'ordre du micron) qui rend l'étape de fabrication délicate.

Après avoir soudé des fibres unimodales en entrée et sortie de la FDCC obtenue (configuration module), une mesure de dispersion chromatique avec un appareil commercial est alors opérée et donne :

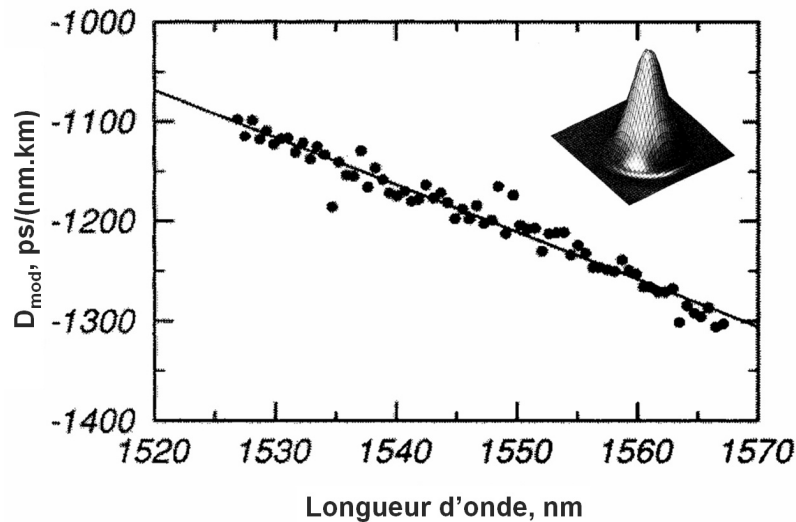


Figure IV-37 : Evolution de D_{mod} (en point) en fonction de la longueur d'onde suivie d'une approximation de la courbe (en trait noir); Insertion de l'imagerie en champ proche de la face de sortie de la FDCC à 1550nm.

Le graphique permet de mettre en évidence une évolution lente de la dispersion chromatique en bande C évaluée à $-4,7\text{ps}/(\text{nm}^2.\text{km})$ avec une coefficient de dispersion de $-1211\text{ps}/(\text{nm.km})$ à 1550nm. Ce qui donne un RDS de $0,0039\text{nm}^{-1}$ représentant une compensation de 85% d'une fibre du type SMF-28 sur toute la bande C. Les valeurs expérimentales de dispersion sont du même ordre de grandeur que celles simulées et en valident donc la pertinence. De plus, il est à noter la présence d'une répartition quasi gaussienne de l'intensité observée en champ proche à la sortie de la fibre microstructurée (cf. insert de la **figure IV-37**). Son diamètre de champ de mode est faible et mesuré autour de $3\mu\text{m}$.

Grâce à l'utilisation de la technique microstructurée, les performances des fibres compensatrices ont donc été augmentées d'un facteur 3,5 (dans le cas présent) en regard avec les fibres MCVD du Chapitre troisième.

IV. Conclusion

Au travers de ce dernier chapitre, nous avons évalué les potentialités offertes par la technologie microstructurée en terme de compensation de la dispersion chromatique.

Pour cela, en préambule à notre étude, une phase de conception d'outils numériques complémentaires de la méthode des éléments finis a été nécessaire afin de déterminer en détail le comportement modal de ces fibres dites à cristal photonique. Ainsi, une méthode de calcul des pertes de confinement utilisant une couche absorbante (ou PML) circulaire en limite ou encore un logiciel de traitement d'image dédié à la prise en compte des géométries réelles des trous d'air, ont été élaborés.

Puis, l'idée d'une structure à deux cœurs concentriques formée d'arrangements originaux de trous d'air a donné naissance à de nouveaux designs. L'un d'eux constitué uniquement d'air et de silice pure, a été retenu pour une étude approfondie. Les simulations ont mis en évidence un comportement modal singulier connu des fibres à deux cœurs concentriques classiques fabriquées par le procédé MCVD. Avec elles, de très forts coefficients négatifs de dispersion chromatique ont été atteints pouvant s'élever jusqu'à plusieurs millions de ps/(nm.km), ce qui correspond à une amélioration d'un facteur 100 des valeurs du moment. Après optimisation, un premier profil présentant un minimum théorique de dispersion de -60000ps/(nm.km) a été sélectionné pour une réalisation expérimentale. Mais à cause d'un gonflement important des trous d'air, l'effet recherché n'a pu être mesuré autour de 1550nm malgré une première observation du couplage très encourageante. Une nouvelle série de fabrication relative à cette fibre appliquée à la compensation monocanal est en cours. Parallèlement, un second profil appliqué cette fois-ci à la compensation WDM, a lui aussi fait l'objet d'une attention particulière. Théoriquement, une valeur moyenne de dispersion chromatique de -2200ps/(nm.km) a été annoncée donnant lieu à un rapport égalisé sur toute la bande C autour de 140 avec une D_{ch} résiduelle limitée à 0,1ps/(nm.km). En regard avec la fibre finale obtenue au Chapitre troisième, ce résultat représente un gain d'un facteur 7. Peu de temps après, la réalisation expérimentale d'une telle fibre a été proposée par une équipe de l'Université de Bath au Royaume-Uni, leader dans le domaine de la fabrication microstructurée, et associée à l'entreprise BlazePhotonics, affichant un coefficient situé autour des -1200ps/(nm.km) et

permettant une compensation de 85% de la D_{ch} d'une fibre SMF-28 sur 35nm, validant par la même notre contribution théorique.

Pour conclure, il apparaît clairement à la vue de tous ces résultats, que la technologie microstructurée représente une avancée majeure dans la gestion de la dispersion chromatique avec l'amélioration des performances des modules compensateurs de plusieurs ordres de grandeur.

Conclusions générales/Perspectives

Conclusions générales

Depuis l'apparition en 1995 des premiers systèmes multiplexés en longueur d'onde ou WDM (pour Wavelength Division Multiplexing) qui permettaient de transporter des débits de 10Gbit/s (4 signaux de longueurs d'onde différentes au débit nominal de 2,5Gbit/s) sur une seule fibre, les capacités offertes par ces liaisons optiques n'ont cessé d'augmenter jusqu'à nos jours. L'un des problèmes majeurs apparu avec la montée en débit réside dans la valeur de la dispersion chromatique des fibres de ligne dont la plupart qui n'ont pas été optimisées pour fonctionner dans les fenêtres actuelles de transmission situées autour des 1,55 μm . L'étalement temporel est estimé à 16,5ps/(nm.km) pour une fibre du type SMF-28, et de ce fait les débits de transmission se retrouvent naturellement limités. C'est pourquoi, l'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif de concevoir puis de caractériser des fibres optiques spécifiques réalisant la fonction de compensation de dispersion chromatique. Elles sont destinées à ramener autour du zéro la valeur de la dispersion cumulée tout au long de la propagation, et ceci simultanément pour les différentes longueurs d'onde mises en jeu dans les liaisons WDM. Pour cela, elles doivent présenter un coefficient et une pente de dispersion chromatique de signes opposés à ceux de la fibre de ligne.

Le premier chapitre, dédié à l'étude bibliographique des télécommunications optiques WDM, a permis d'identifier les paramètres cruciaux qui doivent être maîtrisés dans ces nouveaux systèmes. Je me suis principalement attaché à la notion de dispersion chromatique (coefficient et pente) ainsi qu'à l'aire effective modale dont la valeur modifie le seuil d'apparition des effets non linéaires. J'ai alors retenu une solution simple, basée sur l'insertion d'une fibre optique compensatrice au design particulier, capable de répondre à nos demandes. Le profil d'indice de réfraction de cette fibre, reposant sur deux cœurs concentriques, peut donner lieu à de fortes valeurs négatives de dispersion chromatique. Mais des étapes d'optimisation s'avèrent indispensables afin d'adapter son évolution aux applications visées, et notamment à une compensation sur une bande de longueur d'onde couvrant au moins la bande C.

Dans le second chapitre, une étude théorique précise de ces structures double cœur a été élaborée afin de lever l'ambiguïté sur la présence des deux supermodes et leur incidence en terme de filtrage spectral et de dispersion chromatique. De plus, ces fibres devant être incorporées dans les liaisons existantes, la question du rôle de l'excitation modale a été posée.

Afin d'y répondre, j'ai détaillé le comportement modal d'un « module » composé d'une fibre à deux cœurs concentriques soudée à ses extrémités à deux fibres unimodales du type SMF-28. Une nouvelle définition de la dispersion chromatique basée sur la méthode du retard de phase a alors été définie, permettant de rendre compte des conditions d'injection et du caractère multimodal de la fibre compensatrice, ce qui n'est pas possible avec la formulation classique. Les résultats ont démontré que dans la configuration d'une injection et détection centrées sur le cœur central de la fibre double coeur, la courbe de dispersion présente non plus un minimum (existence du supermode fondamental seul) mais deux rebonds symétriques et s'annule à la longueur d'onde particulière de synchronisme située entre les deux maxima. Cette évolution particulière est la conséquence directe de la présence des deux supermodes, expliquant de la même façon le concept de filtrage intrinsèque à ce type de module. En dernier lieu, une relation de proportionnalité a aussi pu être démontrée entre ces deux notions qui se traduit expérimentalement par un nouveau moyen simple d'évaluer la dispersion chromatique dans une fibre à deux cœurs concentriques par une rapide mesure des pertes de transmission. Ces développements théoriques ont été étayés tout au long du chapitre par des validations expérimentales confirmant les observations passées. Il reste à noter que l'influence du second supermode ne modifiant la courbe de dispersion chromatique qu'uniquement après la longueur d'onde de synchronisme, elle peut être négligée durant les étapes de conception afin de simplifier les calculs puisque la zone intéressante est celle précédant λ_0 , là où la pente et la dispersion sont négatives.

La troisième partie a été consacrée à la conception et à la réalisation de fibres compensatrices de dispersion chromatique, reposant sur la technologie MCVD. Cette étude s'inscrit dans un partenariat entre Alcatel Research & Innovation et l'IRCOM. Deux cahiers des charges ont été élaborés en commun. Si le projet n°1 visait une compensation large bande de 35nm, le second était appliqué à une compensation en sous-bande sur 3,2nm. Après une phase d'optimisation des profils, une première fabrication suivie de caractérisations ont été entreprises. Les mesures effectuées ont montré des résultats 5 fois supérieurs à ceux publiés à la date de l'étude : une dispersion de -350ps/(nm.km) qui se traduit par un rapport de longueur de 22 égalisé sur toute la bande C avec une faible D_{ch} résiduelle limitée à 0,41ps/(nm.km). Ces valeurs expérimentales ont été confrontées avec succès aux données théoriques. Ainsi, ce travail a pu aboutir au dépôt en commun d'un brevet international par le groupe Alcatel et le CNRS. Plus récemment, une deuxième préforme vouée à la compensation en sous-bande

(projet n°2) a été achevée et son étude expérimentale actuellement en cours, devrait confirmer un rapport de longueur élevé de 40 (grâce à une dispersion de $-800\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$) et une aire effective triplée de $55\mu\text{m}^2$ pressentis par les calculs. Parallèlement, j'ai cherché à augmenter les performances de ces modules compensateurs WDM en partant d'une fibre plus fortement dispersive (plusieurs milliers de $\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$) mais appliquée à la compensation d'une seule longueur d'onde, dont la préforme a été de nouveau réalisée par MCVD. Diverses solutions ont été employées dans le but d'élargir le pic de la courbe de dispersion chromatique à plusieurs nanomètres, tout en conservant les très forts coefficients négatifs. Les premiers résultats expérimentaux, utilisant l'enroulement conique par exemple, sont très prometteurs et doivent être poursuivis.

Enfin dans le dernier chapitre, la méthode classique de fabrication MCVD, pour laquelle j'ai atteint ce qui semble être les valeurs maximales en raison de la limitation du dopage du cœur central, a été supplantée par la récente et très attrayante technologie microstructurée air-silice. Pour ces fibres, j'ai naturellement utilisé un outil numérique basé sur la méthode des éléments finis. J'ai, par la suite, conçu et développé des logiciels complémentaires capables de décrire aussi bien les propriétés modales des fibres microstructurées théoriques que réelles, en incluant la déformation des trous d'air inhérente à l'étape de fabrication. Les premiers résultats m'ont permis de créer de nouveaux designs de fibres compensatrices dont un particulier, formé uniquement par un arrangement original de trous d'air dans une matrice de silice pure (élimination du dopant germanium). Les études ont révélé que son comportement modal demeure similaire à celui des fibres à deux cœurs concentriques MCVD, mais offre l'avantage d'augmenter de plusieurs facteurs les coefficients négatifs de dispersion chromatique. Ainsi, pour l'application monocanal, des valeurs proches du million de $\text{ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$ ont été obtenues théoriquement. Une première réalisation a été lancée afin de démontrer expérimentalement ces potentialités, mais en raison du gonflement des trous d'air, l'effet dispersif attendu à $1,55\mu\text{m}$ a été obtenu à $2,3\mu\text{m}$, rendant irréalisable la caractérisation. En réduisant le diamètre extérieur, un nouvel étirage a permis de rattraper ce décalage en longueur d'onde. Mais, malgré une première observation encourageante du couplage en bande C, la dispersion chromatique n'a pu être évaluée précisément et c'est pourquoi, de nouvelles fabrications sont en cours actuellement. En dernier lieu, une série d'optimisation orientée sur l'application WDM a démontré la possibilité d'atteindre des valeurs 7 fois supérieures aux meilleurs résultats du Chapitre troisième, soit des rapports de longueur de 140 combinés à des

D_{ch} résiduelles limitées au dixième de ps/(nm.km) sur toute la bande C. Une validation expérimentale a été obtenue par l'équipe anglaise du Professeur Russel, leader dans le domaine de la technologie microstructurée, s'appuyant sur le profil que nous avons proposé. Il apparaît donc clairement que l'emploi des fibres microstructurées air-silice permet d'atteindre des performances jusque là non envisageables par la technique MCVD et qu'avec ces profils exotiques, d'importants débouchés tant au niveau de la compensation de dispersion que dans d'autres secteurs comme l'amplification ou la non linéarité sont désormais naissants ...

Perspectives

Les perspectives à donner à ce travail sont multiples et variées. Une première voie à explorer s'inscrit dans le prolongement direct du dernier chapitre. L'idée serait alors d'associer la technologie microstructurée air-silice à de nouveaux matériaux (polymères, trous remplis de liquide) afin d'augmenter les différences d'indice dans les structures à deux cœurs concentriques, ce qui devrait permettre de dépasser d'un ordre de grandeur supplémentaire les résultats du moment. Très récemment, un article théorique vient d'annoncer des valeurs autour de $-59000\text{ps}/(\text{nm.km})$ pour une compensation de plusieurs dizaines de nanomètres (bande C et L) avec l'emploi d'un indice de réfraction élevé au niveau du cœur central : 2,8 à 1550nm [1]. Dans la même optique, une autre idée serait de travailler non plus avec le guidage classique RTI mais sur le principe de guidage par bande interdite photonique. Les fibres de Bragg sembleraient être un bon candidat pour l'étude. En effet, le couplage entre le mode du cœur central et les modes de surface opère de la même manière que celui présent dans les fibres à deux cœurs concentriques. Ainsi, de forts coefficients de dispersion chromatique peuvent être atteints comme l'atteste l'article [2] avec ces $-500000\text{ps}/(\text{nm.km})$ théoriques. De plus, une fibre de Bragg fonctionnant en bande C vient d'être réalisée au laboratoire et devrait permettre rapidement d'illustrer expérimentalement ce comportement dispersif.

Une autre perspective trouve son intérêt dans le domaine de l'amplification. Il est envisagé de doper la fibre microstructurée air-silice à deux cœurs concentriques aux terres rares afin de réaliser un composant unique combinant simultanément les fonctions d'amplification et de compensation de dispersion chromatique pour une incorporation simplifiée dans les systèmes de communication actuels. La faisabilité d'une telle solution a été démontrée antérieurement au sein de l'équipe par le travail de thèse de Julien Maury [3] mais avec l'emploi unique de la technologie MCVD. Ici, les spécificités modales des microstructures devraient être en mesure, une nouvelle fois, de prouver toute leur efficacité notamment pour mettre en oeuvre des longueurs de fibre réellement compatibles avec les deux applications.

Enfin, une dernière étude et non la moindre, se rapporte à la génération d'effets non linéaires. Dernièrement, une technique de pompage bi-longueur d'onde originale a été mise au point au laboratoire, exacerbant les effets non linéaires et créant des supercontinuum continus et

homogènes dans le visible et l'infrarouge [4]. Ces élargissements spectraux sont rendus possibles à condition que l'excitation de la fibre optique se situe à la frontière des régimes de dispersion normale et anormale, soit de part et d'autre du zéro de dispersion. A la vue de l'évolution particulière de la dispersion chromatique dans les fibres à deux cœurs concentriques, il serait donc intéressant d'évaluer ses potentialités en terme de non linéarité et tirer profit du couplage entre ses deux cœurs pour par exemple, recueillir puis recombinaison l'énergie des modes à fuites et favoriser ainsi les conversions spectrales par non linéarité.

Annexes

Annexe 1

Développement modal des supermodes suivant les modes élémentaires de la fibre à deux cœurs concentriques.

I. Relation entre les indices effectifs des modes élémentaires et ceux des supermodes

Les supermodes ε_I et ε_{II} respectivement de constantes de propagation β_I et β_{II} satisfont par définition les équations :

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_I}{dz} = -j\beta_I \varepsilon_I = -j\beta_I \psi_I \exp^{-j\beta_I z} \\ \frac{d\varepsilon_{II}}{dz} = -j\beta_{II} \varepsilon_{II} = -j\beta_{II} \psi_{II} \exp^{-j\beta_{II} z} \end{cases} \quad [A1-1]$$

Chacun des supermodes résulte d'une combinaison particulière des modes élémentaires ε_1 et ε_2 respectivement de constantes de propagation β_1 et β_2 , modes qui satisfont par définition les équations :

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_1}{dz} = -j\beta_1 \varepsilon_1 = -j\beta_1 \psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} \\ \frac{d\varepsilon_2}{dz} = -j\beta_2 \varepsilon_2 = -j\beta_2 \psi_2 \exp^{-j\beta_2 z} \end{cases} \quad [A1-2]$$

Ainsi on peut écrire les développements modaux :

$$\begin{cases} \varepsilon_I = B_{I1} \varepsilon_1 + B_{I2} \varepsilon_2 \\ \varepsilon_{II} = B_{II1} \varepsilon_1 + B_{II2} \varepsilon_2 \end{cases} \quad [A1-3]$$

Selon la théorie des modes couplés les coefficients modaux B_{I1} et B_{I2} satisfont le système d'équation :

$$\begin{cases} \frac{dB_{I1}}{dz} = k_{12} B_{I2} \exp^{-j\Delta\beta z} \\ \frac{dB_{I2}}{dz} = k_{21} B_{I1} \exp^{-j\Delta\beta z} \end{cases} \quad [A1-4]$$

$$\text{avec } \Delta\beta = (\beta_2 - \beta_1)$$

De plus, on est en présence d'un couplage co-directionnel, ce qui implique $k_{12} = -k_{21}^*$ et $|k_{12}|^2 = |k_{21}|^2 = K^2$. D'après un calcul portant sur la conservation de la puissance totale véhiculée par les deux supermodes, on se placera ici dans le cas où $k_{12} = k_{21} = -jK$ avec $K > 0$.

L'introduction des modes élémentaires ε_1 et ε_2 dans l'équation du supermode ε_1 conduit à :

$$-j\beta_1(B_{11}\psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} + B_{12}\psi_2 \exp^{-j\beta_2 z}) = \left(\frac{dB_{11}}{dz} - j\beta_1 B_{11}\right)\psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} + \left(\frac{dB_{12}}{dz} - j\beta_2 B_{12}\right)\psi_2 \exp^{-j\beta_2 z}$$

La prise en compte des équations entre les coefficients modaux aboutit au système algébrique :

$$\begin{cases} -j\beta_1 B_{11}\psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} \\ -j\beta_1 B_{12}\psi_2 \exp^{-j\beta_2 z} \end{cases} = \begin{cases} (-jKB_{12} \exp^{-j\beta_2 z} - j\beta_1 B_{11} \exp^{-j\beta_1 z})\psi_1 \\ (-jKB_{11} \exp^{-j\beta_1 z} - j\beta_2 B_{12} \exp^{-j\beta_2 z})\psi_2 \end{cases}$$

Ce système doit être vrai quelle que soit la position radiale donc :

$$\begin{cases} -j\beta_1 B_{11} \exp^{-j\beta_1 z} = (-jKB_{12} \exp^{-j\beta_2 z} - j\beta_1 B_{11} \exp^{-j\beta_1 z}) \\ -j\beta_1 B_{12} \exp^{-j\beta_2 z} = (-jKB_{11} \exp^{-j\beta_1 z} - j\beta_2 B_{12} \exp^{-j\beta_2 z}) \end{cases}, \text{ soit :}$$

$$\begin{cases} +j(\beta_1 - \beta_1)B_{11} \exp^{-j\beta_1 z} - jKB_{12} \exp^{-j\beta_2 z} = 0 \\ -jKB_{11} \exp^{-j\beta_1 z} + j(\beta_1 - \beta_2)B_{12} \exp^{-j\beta_2 z} = 0 \end{cases} \quad [\text{A1-5}]$$

L'équation caractéristique de ce système impose :

$$(\beta_1 - \beta_1)(\beta_1 - \beta_2) - K^2 = 0 \quad [\text{A1-6}]$$

D'où la solution pour la constante de propagation du supermode fondamental :

$$\beta_1 = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + K^2} \quad [\text{A1-7}]$$

Le raisonnement qui serait à faire pour le second supermode est le même que celui ci-dessus à condition de changer B_{11} et B_{12} en B_{11} et B_{12} . Ce qui conduit à la même équation caractéristique. La constante de propagation du second supermode est donnée par :

$$\beta_{II} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + K^2} \quad [A1-8]$$

On peut noter les relations supplémentaires :

$$\frac{\beta_I + \beta_{II}}{2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta = \frac{\beta_{II} - \beta_I}{2} = -K$$

N.B : Bien que Δ soit toujours négatif, ce signe est conservé par symétrie avec la formulation de $\Delta\beta$ qui est négatif ou positif. Dans le cas de la fibre à deux cœurs $\Delta\beta$ sera positif si $\lambda - \lambda_0$ est positif.

II. Relation entre les répartitions d'amplitude des modes élémentaires et celles des supermodes

Le développement du supermode fondamental suivant les modes élémentaires $\varepsilon_I = B_{I1}\varepsilon_1 + B_{I2}\varepsilon_2$ peut être écrit en explicitant les répartitions d'amplitude et les indices effectifs trouvés dans le paragraphe précédent :

$$\psi_I \exp^{-j\beta_I z} = B_{I1}\psi_1 \exp^{-j\beta_1 z} + B_{I2}\psi_2 \exp^{-j\beta_2 z}$$

$$\text{soit} \quad \psi_I = B_{I1}\psi_1 \exp^{j(\beta_I - \beta_1)z} + B_{I2}\psi_2 \exp^{j(\beta_I - \beta_2)z}$$

$$\text{d'où : } \psi_I = B_{I1}\psi_1 \exp^{j\left(\frac{\Delta\beta}{2} + S\right)z} + B_{I2}\psi_2 \exp^{j\left(-\frac{\Delta\beta}{2} + S\right)z} \quad [A1-9]$$

$$\text{avec la grandeur auxiliaire } S = \sqrt{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}$$

Puisque le membre de gauche est indépendant de la position longitudinale, cela impose :

$$\begin{cases} B_{I1} = b_{I1} \exp^{-j\left(\frac{\Delta\beta}{2} + S\right)z} \\ B_{I2} = b_{I2} \exp^{j\left(\frac{\Delta\beta}{2} - S\right)z} \end{cases} \quad [A1-10]$$

$$\text{et } \psi_I = b_{I1}\psi_1 + b_{I2}\psi_2 \quad [A1-11]$$

On peut remarquer, que les quantités b_{I1} et b_{I2} introduites sont des constantes indépendantes de z .

Pour le second supermode, la transformation de l'indice I en II et le changement de signe devant la racine carrée dans l'expression des constantes de propagation (Eq. [A1-8]) aboutissent aux résultats suivants :

$$\begin{cases} B_{III} = b_{III} \exp^{j\left(\frac{\Delta\beta}{2}+S\right)z} \\ B_{II2} = b_{II2} \exp^{j\left(\frac{\Delta\beta}{2}+S\right)z} \end{cases} \quad [A1-12]$$

$$\text{et } \Psi_{II} = b_{III}\Psi_I + b_{II2}\Psi_2 \quad [A1-13]$$

Remarque : Inversement les répartitions des modes élémentaires peuvent être décomposées suivant celles des supermodes au moyen de :

$$\begin{cases} \Psi_I = d_{I1}\Psi_I + d_{II1}\Psi_{II} \\ \Psi_2 = d_{2I}\Psi_I + d_{2II}\Psi_{II} \end{cases} \quad [A1-14]$$

III. Relation entre les constantes b_{ij} du développement modal des répartitions d'amplitude

III.1. Normalisation des puissances

La normalisation en puissance des modes élémentaires ou des supermodes est exprimée par :

$$P_{mi} = \frac{\beta_i}{2\mu_0\omega} 2\pi \int_0^\infty \psi_i^2 r dr = 1 \quad [A1-15]$$

Dans l'approximation du guidage faible ces normalisations sont équivalentes à

$$\int_0^\infty \psi_1^2 r dr = \int_0^\infty \psi_2^2 r dr = \int_0^\infty \Psi_I^2 r dr = \int_0^\infty \Psi_{II}^2 r dr$$

L'introduction du développement des répartitions Ψ_I et Ψ_{II} des supermodes suivant celles des modes élémentaires ψ_1 et ψ_2 et l'orthogonalité entre celles-ci entraînent les relations :

$$\begin{cases} 1 = b_{I1}^2 + b_{I2}^2 \\ 1 = b_{III}^2 + b_{II2}^2 \\ b_{I1} b_{III} = -b_{I2} b_{II2} \end{cases} \quad [A1-16]$$

De plus, la troisième relation fournit une expression de b_{II2} qui peut être exploitée dans la seconde donnant lieu à une relation simplifiée :

$$b_{I2}^2 = b_{III}^2 \quad [A1-17]$$

Les deux modes élémentaires et le supermode fondamental ayant des amplitudes de champ positives en tout point de la section droite et celle du second supermode étant choisie positive sur l'axe, on impose à priori b_{I1} , b_{I2} , b_{III} positifs et b_{II2} négatif. On aboutit alors à :

$$\begin{cases} b_{I2} = b_{III} \\ b_{II2} = -b_{I1} \end{cases} \quad [A1-18]$$

Deux autres relations supplémentaires s'en déduisent :

$$\begin{cases} 1 = b_{I1}^2 + b_{III}^2 \\ 1 = b_{I2}^2 + b_{II2}^2 \end{cases} \quad [A1-19]$$

III.2. Relations entre les b_{ij} dues au couplage des modes élémentaires

Les équations des modes couplés satisfaites par B_{I1} et B_{I2} imposent aux constantes b_{I1} et b_{I2} la relation suivante :

$$b_{I1} \left[-j \left(\frac{\Delta\beta}{2} + S \right) \right] = -jKb_{I2} = -jKb_{III} \text{ soit } b_{I1} b_{III} \left[-j \left(\frac{\Delta\beta}{2} + S \right) \right] = -jKb_{III}^2$$

De la même façon les constantes b_{III} et b_{I1} satisfont la relation suivante :

$$b_{I1} b_{III} \left[-j \left(-\frac{\Delta\beta}{2} - S \right) \right] = -jKb_{I1}^2$$

Par sommation il vient :

$$b_{II}b_{III}[-2jS] = -jK(b_{III}^2 + b_{II}^2) = -jK \text{ soit } 2b_{II}b_{III} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}}$$

Une expression de b_{III} en fonction de b_{II} peut ainsi être reportée dans $1 = b_{II}^2 + b_{III}^2$ et fournir ainsi l'équation bi-carrée valable pour b_{II}^2 et b_{III}^2 :

$$b_{II}^4 - b_{II}^2 + \frac{1}{4} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2} = 0$$

dont les racines sont :

$$b_{II}^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}} \right] = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\Delta\beta}{2S} \right]$$

A une longueur d'onde très éloignée du synchronisme, chacun des deux supermodes se confond avec l'un des modes élémentaires suivant le signe du désaccord. Les études antérieures faites sur la FDCC montrent que le supermode fondamental se confond avec le mode élémentaire associé au cœur central quand $\Delta\beta = (\beta_2 - \beta_1) < 0$.

De cette constatation, on choisit :

$$\begin{cases} b_{II}^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\Delta\beta}{2S} \right] \\ b_{III}^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\Delta\beta}{2S} \right] \end{cases} \quad [A1-20]$$

III.3. Résumé des relations entre les b_{ij} dues au couplage des modes élémentaires

Pour résumé, les relations importantes à conserver sont :

$$\begin{cases} b_{I1} = -b_{II2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - \frac{\Delta\beta}{2S}} \\ b_{I2} = -b_{III1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{\Delta\beta}{2S}} \end{cases}$$

avec

$$\begin{aligned} 1 &= b_{I1}^2 + b_{I2}^2 & 1 &= b_{III1}^2 + b_{III2}^2 \\ 1 &= b_{II1}^2 + b_{II2}^2 & 1 &= b_{I2}^2 + b_{II2}^2 \\ 2b_{I1}b_{III1} &= -2b_{I2}b_{II2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2}} \end{aligned}$$

Il faut noter : $\det(b_{ij}) = b_{I1}b_{II2} - b_{I2}b_{III1} = -1$ et $d_{ji} = b_{ij}$ avec $i=I$ ou II , $j=1$ ou 2 .

Des formules précédentes avec $\Delta\beta=0$ on en déduit qu'à la longueur d'onde particulière λ_0 où le synchronisme entre les modes élémentaires se produit, on a :

$$b_{I1} = b_{I2} = b_{III1} = -b_{III2} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

alors que loin du synchronisme, on obtient :

$$\begin{cases} b_{I1} = 1 & b_{I2} = 0 & \text{et} & b_{III1} = 0 & b_{III2} = -1 & \text{pour} & \Delta\beta < 0 \\ b_{I1} = 0 & b_{I2} = 1 & \text{et} & b_{III1} = 1 & b_{III2} = 0 & \text{pour} & \Delta\beta > 0 \end{cases}$$

Annexe 2

Évaluation de la dispersion mesurée dans le cas d'une injection selon les deux supermodes

Dans cette annexe on ne prend pas en compte l'injection et la détection de la puissance par les deux fibres unimodales soudées en entrée et en sortie de la FDCC.

On cherche ici à mettre la puissance en fin de fibre suivante :

$$\bar{P}_s = \left\{ \begin{array}{l} a_{Id}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_I]) \\ + a_{II d}^2 (1 + M \cos[\Omega t - \Phi_{II}]) \end{array} \right\} (P_{m0} = 1) \quad [A2-1]$$

sous la forme canonique suivante :

$$\bar{P}_s = A_{mes} \{1 + M_{mes} \cos[\Omega t - \Phi_{mes}]\} (P_{m0} = 1) \quad [A2-2]$$

Ceci est possible à condition de poser :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{mes} = a_{Id}^2 + a_{II d}^2 \\ A_{mes} M_{mes} \cos \Phi_{mes} = M [a_{Id}^2 \cos \Phi_I + a_{II d}^2 \cos \Phi_{II}] \\ A_{mes} M_{mes} \sin \Phi_{mes} = M [a_{Id}^2 \sin \Phi_I + a_{II d}^2 \sin \Phi_{II}] \end{array} \right.$$

On introduit le coefficient $\rho_d = \frac{a_{II d}}{a_{Id}}$ et on obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{mes} = a_{Id}^2 (1 + \rho_d^2) \\ A_{mes} M_{mes} \cos \Phi_{mes} = a_{Id}^2 M [\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}] \\ A_{mes} M_{mes} \sin \Phi_{mes} = a_{Id}^2 M [\sin \Phi_I + \rho_d^2 \sin \Phi_{II}] \end{array} \right.$$

Il vient alors l'expression suivante :

$$M_{mes}^2 = M^2 \left[1 - \frac{4\rho_d^2}{[1 + \rho_d^2]^2} \sin^2 \left(\frac{\Phi_I - \Phi_{II}}{2} \right) \right]$$

Le calcul de la dérivée de $\tan(\Phi_{mes})$ est fait à partir de l'expression suivante :

$$\tan(\Phi_{\text{mes}}) = \frac{\sin \Phi_I + \rho_d^2 \sin \Phi_{II}}{\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}} \quad [\text{A2-3}]$$

On aboutit alors à l'expression complexe suivante :

$$\frac{1}{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})} \frac{d}{d\lambda} (\Phi_{\text{mes}}) = \frac{\begin{bmatrix} [\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}] \left[\cos \Phi_I \frac{d\Phi_I}{d\lambda} + \rho_d^2 \cos \Phi_{II} \frac{d\Phi_{II}}{d\lambda} + \sin \Phi_{II} \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \right] \\ - [\sin \Phi_I + \rho_d^2 \sin \Phi_{II}] \left[-\sin \Phi_I \frac{d\Phi_I}{d\lambda} - \rho_d^2 \sin \Phi_{II} \frac{d\Phi_{II}}{d\lambda} + \cos \Phi_{II} \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \right] \end{bmatrix}}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2}$$

Puisque les dispersions propres à chacun des supermodes pris isolément sont égales en valeur absolue et de signe opposé, on peut simplifier la relation ci-dessus au moyen de :

$$\frac{d\Phi_{II}}{d\lambda} = -\frac{d\Phi_I}{d\lambda}$$

Le numérateur du membre de droite devient successivement :

$$\begin{bmatrix} [\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}] \left[(\cos \Phi_I - \rho_d^2 \cos \Phi_{II}) \frac{d\Phi_I}{d\lambda} + \sin \Phi_{II} \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \right] \\ - [\sin \Phi_I + \rho_d^2 \sin \Phi_{II}] \left[-(\sin \Phi_I - \rho_d^2 \sin \Phi_{II}) \frac{d\Phi_I}{d\lambda} + \cos \Phi_{II} \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \right] \end{bmatrix}$$

soit
$$\frac{d\Phi_I}{d\lambda} \{1 - \rho_d^4\} + \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \left\{ \begin{array}{l} \cos \Phi_I \sin \Phi_{II} + \rho_d^2 \cos \Phi_{II} \sin \Phi_{II} \\ -\sin \Phi_I \cos \Phi_{II} - \rho_d^2 \sin \Phi_{II} \cos \Phi_{II} \end{array} \right\}$$

soit
$$\frac{d\Phi_I}{d\lambda} \{1 - \rho_d^4\} + \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \sin(\Phi_{II} - \Phi_I)$$

La dérivée de $\tan(\Phi_{\text{mes}})$ conduit donc à :

$$\frac{1}{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})} \frac{d}{d\lambda} (\Phi_{\text{mes}}) = \frac{\frac{d\Phi_I}{d\lambda} (1 - \rho_d^4) + \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \sin(\Phi_{II} - \Phi_I)}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2}$$

$$\text{soit } \frac{d}{d\lambda}(\Phi_{\text{mes}}) = \frac{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2} \left[\frac{d\Phi_I}{d\lambda} (1 - \rho_d^4) + \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \sin(\Phi_{II} - \Phi_I) \right]$$

L'évaluation de la première fraction du membre de droite donne :

$$\frac{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2} = \frac{M^2}{M_{\text{mes}}^2} \frac{1}{[1 + \rho_d^2]^2}$$

soit en introduisant l'expression du rapport M^2/M_{mes}^2 qui vaut :

$$\frac{M^2}{M_{\text{mes}}^2} = \frac{1}{\left[1 - \frac{4\rho_d^2}{[1 + \rho_d^2]^2} \sin^2\left(\frac{\Phi_I - \Phi_{II}}{2}\right) \right]}$$

on a :

$$\frac{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2} = \frac{1}{\left[1 - \frac{4\rho_d^2}{[1 + \rho_d^2]^2} \sin^2\left(\frac{\Phi_I - \Phi_{II}}{2}\right) \right]} \frac{1}{[1 + \rho_d^2]^2}$$

$$\frac{\cos^2(\Phi_{\text{mes}})}{[\cos \Phi_I + \rho_d^2 \cos \Phi_{II}]^2} = \frac{1}{[1 + \rho_d^4 + 2\rho_d^2 \cos(\Phi_I - \Phi_{II})]}$$

En définitive, la dérivée de Φ_{mes} a pour expression :

$$\frac{d}{d\lambda}(\Phi_{\text{mes}}) = \frac{\left[\frac{d\Phi_I}{d\lambda} (1 - \rho_d^4) + \frac{d\rho_d^2}{d\lambda} \sin(\Phi_{II} - \Phi_I) \right]}{[1 + \rho_d^4 + 2\rho_d^2 \cos(\Phi_{II} - \Phi_I)]} \quad [\text{A2-4}]$$

Annexe 3

Déphasages de modulation des supermodes

L'évaluation de la dispersion due au couplage de modes a fourni précédemment (cf. **Annexe 1**) les relations suivantes entre les différentes constantes de propagation :

$$\begin{cases} \beta_I = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + S = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \sqrt{K^2 + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} + \sqrt{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \\ \beta_{II} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - S = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \sqrt{K^2 + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} - \sqrt{K^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \end{cases}$$

ainsi que :

$$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{e2} - n_{e1}) = -\frac{2\pi}{\lambda} (p_2 - p_1)(\lambda - \lambda_0)$$

Les déphasages de modulation dans le cas des supermodes traversant une longueur L de fibre et pour une source modulée à la fréquence $\Omega/2\pi$ ont pour expression :

$$\begin{cases} \Phi_I = \left(\frac{d\beta_I}{d\omega} \Omega\right)L = \Omega L \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\beta_1}{d\omega} + \frac{d\beta_2}{d\omega} \right) + \frac{\Delta\beta}{2S} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right) \right] \\ \Phi_{II} = \left(\frac{d\beta_{II}}{d\omega} \Omega\right)L = \Omega L \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\beta_1}{d\omega} + \frac{d\beta_2}{d\omega} \right) - \frac{\Delta\beta}{2S} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right) \right] \end{cases} \quad [\text{A3-1}]$$

ce qui permet de poser :

$$\begin{cases} \Phi_I = \bar{\Phi} + \Delta\Phi \\ \Phi_{II} = \bar{\Phi} - \Delta\Phi \end{cases} \quad [\text{A3-2}]$$

$$\text{avec } \begin{cases} \bar{\Phi} = \frac{1}{2} \Omega L \left(\frac{d\beta_1}{d\omega} + \frac{d\beta_2}{d\omega} \right) \\ \Delta\Phi = \Omega L \left[\frac{\Delta\beta}{2S} \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right) \right] \end{cases}$$

Puisque les dispersions des modes élémentaires ont été prises linéaires et de la forme :

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} [n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0)] \\ \beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} [n_{e0} - p_2(\lambda - \lambda_0)] \end{cases} \quad [\text{A3-3}]$$

il vient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\omega}(\beta_1) &= \frac{\beta_1}{\omega} + \omega \frac{d}{d\omega} \left(\frac{\beta_1}{\omega} \right) = \frac{n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0)}{c} - \lambda \frac{d}{d\lambda} \left[\frac{n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0)}{c} \right] \\ \frac{d}{d\omega}(\beta_1) &= \frac{1}{c} [(n_{e0} - p_1(\lambda - \lambda_0)) + \lambda p_1] = \frac{1}{c} [(n_{e0} + p_1 \lambda_0)] \end{aligned}$$

soit finalement :

$$\frac{d}{d\omega}(\beta_1) = \frac{1}{c} [(n_{e0} + p_1 \lambda_0)] \quad [\text{A3-4}]$$

De la même manière, on trouve :

$$\frac{d}{d\omega}(\beta_2) = \frac{1}{c} [(n_{e0} + p_2 \lambda_0)] \quad [\text{A3-5}]$$

Cela conduit à :

$$\begin{cases} \overline{\Phi} = \frac{\Omega L}{c} \left[n_{e0} + \frac{(p_1 + p_2)}{2} \lambda_0 \right] \\ \Delta\Phi = \frac{\Omega L}{c} \frac{\Delta\beta}{2S} \left[\frac{(p_2 - p_1)}{2} \lambda_0 \right] \end{cases} \quad [\text{A3-6}]$$

Les déphasages de modulation ont donc pour expression :

$$\begin{cases} \Phi_I = \frac{\Omega L}{c} \left[n_{e0} + \frac{\lambda_0}{2} \left[p_1 + p_2 + \frac{\Delta\beta}{2S} (p_2 - p_1) \right] \right] \\ \Phi_{II} = \frac{\Omega L}{c} \left[n_{e0} + \frac{\lambda_0}{2} \left[p_1 + p_2 - \frac{\Delta\beta}{2S} (p_2 - p_1) \right] \right] \end{cases} \quad [\text{A3-7}]$$

On peut remarquer que les déphasages sont égaux à la longueur d'onde de synchronisme, là où $\Delta\beta=0$.

Annexe 4

Conception d'un filtre égaliseur de gain basé sur la concaténation de fibres à deux cœurs concentriques

Il est connu que les filtres égaliseurs de gain permettent d'augmenter le nombre de canaux dans les systèmes de télécommunication optique à multiplexage dense en longueur d'onde [A-1]. Pour cette raison, j'ai mené une étude portant sur la conception et la réalisation d'un nouveau filtre égaliseur de gain basé sur la mise en cascade de filtres à fibres à deux cœurs concentriques. Il sera utilisé pour égaliser la puissance émise par une source d'ASE (pour Amplified Spontaneous Emission) sur la bande 1530nm-1560nm. Cette expérience est une application directe en bande C du principe démontré dans la thèse de Sébastien Février [A-2].

I. Détermination des caractéristiques du filtre égaliseur de gain

Le spectre de sortie d'une source d'ASE composée d'une fibre alumino-germano-silicate codopée Er^{3+} - Yb^{3+} à égaliser est le suivant :

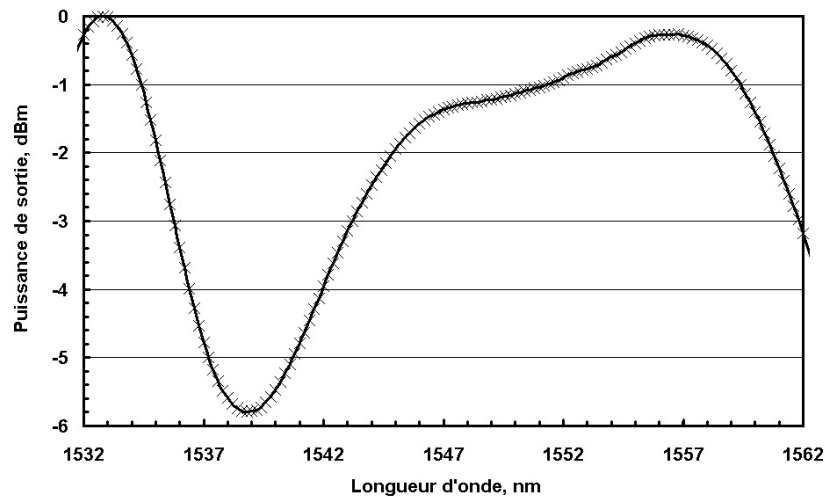


Figure A-1 : Spectre de sortie de la source d'ASE à égaliser.

La variation de puissance mesurée entre 1532nm et 1562nm est égale à 5,8dB. Compte tenu de la complexité du spectre, plusieurs filtres élémentaires vont devoir être associés. Chaque filtre élémentaire se compose d'une FDCC soudée en entrée et en sortie à deux fibres unimodales, suivant le schéma détaillé au paragraphe III du Chapitre second. L'expression de

la fonction de transfert de la fibre à deux cœurs concentriques seule est proche de celle d'un sinus cardinal :

$$T_{\text{FDCC}}(\lambda, L) = 1 - \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi L}{2 L_c} \sqrt{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \right]}{1 + \left(2L_c (p_1 - p_2) \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} \right)^2} \quad [\text{A4-1}]$$

Dans un premier temps, la transmittance du filtre élémentaire est approchée par des fonctions gaussiennes :

$$T_{\text{sin c}}(\lambda) = -A \times e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta \lambda^2}} \quad [\text{A4-2}]$$

L'amplitude maximale, la longueur d'onde pour laquelle l'amplitude est maximale et la largeur à la base du premier lobe sont notées respectivement A , λ_0 et $\Delta \lambda$. La courbe représentative de la fonction sinus cardinal ainsi que les notations employées sont reportées sur la **figure A-2** :

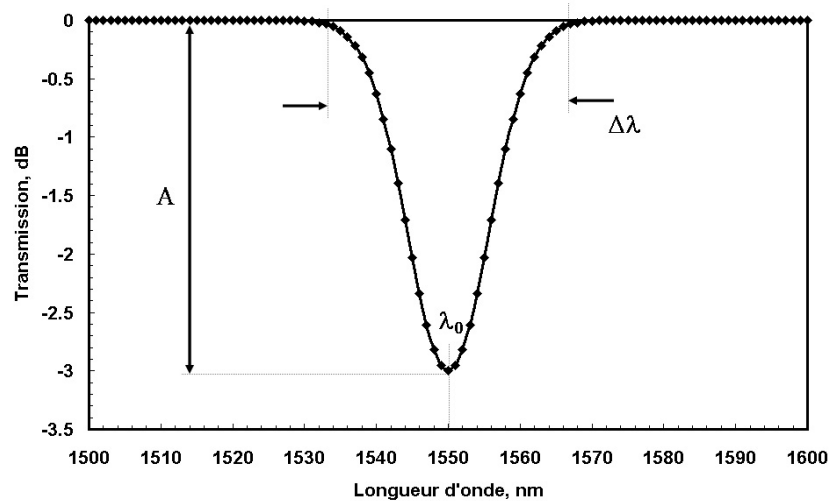


Figure A-2 : Courbe représentative de la fonction sinus cardinal comprenant les notations employées.

Après calculs, pour obtenir une égalisation quasiment parfaite, trois filtres élémentaires sont nécessaires. Les fonctions de transfert optimales de ces filtres sont déterminées numériquement en faisant varier A , λ_0 et $\Delta \lambda$. Les caractéristiques de ces filtres sont

répertoriées dans le **tableau A-1** et leurs fonctions de transfert correspondantes sont tracées sur la **figure A-3** :

	Filtre 1	Filtre 2	Filtre 3
A (dB)	5,8	3,4	5,5
λ_0 (nm)	1532,8	1546	1556,5
$\Delta\lambda$ (nm)	13	19	30

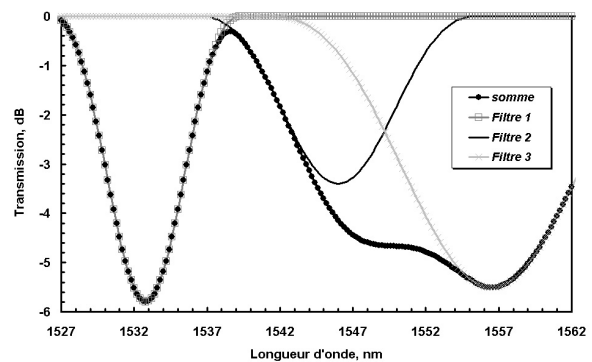


Tableau A-1 : Caractéristiques des filtres élémentaires.

Figure A-3 : Fonctions de transfert des filtres élémentaires et leur somme.

II. Réalisation du filtre égaliseur basé sur les FDCC

Dans le but d'obtenir un composant à bas coût, une seule préforme de FDCC a été réalisée par le process MCVD par le groupe Alcatel (cf. **figure III-36**). Le diamètre extérieur de la fibre, le rayon d'enroulement et la longueur des trois tronçons de FDCC seront choisis de manière à obtenir les caractéristiques retenues, présentées dans le **tableau A-1**. A la vue des valeurs théoriques, la moyenne des largeurs de bande nécessaires se situe aux environs de 20nm, ce qui est en accord avec les propriétés observées chez cette fibre double cœur. Les calculs montrent qu'une légère variation du rayon du cœur central et du cœur annulaire permet un contrôle de la largeur de bande du filtre. Ces variations seront obtenues expérimentalement en ajustant le diamètre de fibrage. De plus, $\Delta\lambda$ est supposée dépendre de l'ordre azimutal et radial du mode de l'anneau couplé au mode du cœur central. Durant l'étape de fibrage, nous avons fait varier le diamètre extérieur (noté d_{ext}) de la fibre de 150 μ m à 170 μ m par pas de $\pm 1\mu$ m. Dans la première phase expérimentale, une FDCC de diamètre extérieur de 162 μ m a été soudée entre deux fibres SMF-28 pour réaliser un filtre test. La fonction de transfert du filtre test ainsi conçu est donnée par la **figure A-4** :

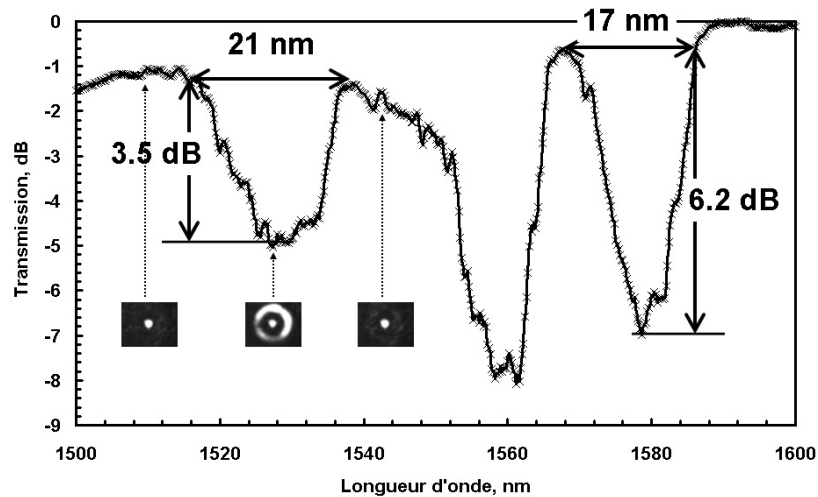


Figure A-4 : Fonction de transfert du filtre test basé sur une FDCC ($d_{\text{ext}}=162\mu\text{m}$, $R_c=7,5\text{cm}$, $L=13,5\text{m}$); Allures du champ proche en sortie de la FDCC protégées en insert.

Nous observons trois pics d'atténuation entre 1520nm et 1590nm correspondants aux trois premiers couplages entre le mode du cœur central et les modes du cœur annulaire. Les caractéristiques du premier et du troisième couplage sont respectivement $\Delta\lambda_1=21\text{nm}$, $A_1=3,5\text{dB}$ et $\Delta\lambda_3=17\text{nm}$, $A_3=6,2\text{dB}$. Afin de bien comprendre le phénomène de filtrage, une seule fibre SMF-28 a été soudée en entrée de cette FDCC. Nous avons alors observé la distribution d'intensité lumineuse en sortie de fibre double cœur par l'intermédiaire d'une caméra CCD. La **figure A-4** montre que pour des longueurs d'onde inférieures ($\lambda=1510\text{nm}$) et supérieures ($\lambda=1545\text{nm}$) à la longueur d'onde de couplage, l'énergie est confinée uniquement dans le cœur central. En revanche, lorsqu'on se trouve dans la bande rejetée ($\lambda=1529\text{nm} \pm 10,5\text{nm}$) l'énergie lumineuse est guidée dans les deux cœurs. Ainsi soudée en sortie une seconde SMF-28 ne collectant que l'énergie localisée dans le cœur central permet de réaliser la fonction de filtrage spectral. Dans un second temps, nous avons étudié l'influence de la courbure sur le premier couplage du filtre test. Conformément à la théorie, la longueur d'onde centrale décroît linéairement avec l'inverse du rayon de courbure et suit l'équation suivante (cf. Chapitre troisième paragraphe IV.2) :

$$\Delta\lambda_0 = \frac{2,24}{R_c} - 8,77 \quad (\text{en nm}) \quad [\text{A4-3}]$$

Cette caractéristique permet un ajustement précis de la longueur d'onde centrale du filtre considéré. De plus, il est à noter que l'atténuation maximale diminue avec le rayon de courbure. Lorsque la FDCC est courbée, les distributions transverses de champ des modes du

cœur annulaire se trouvent localisées à l'extérieur de la courbure [A-3]. La distribution du mode du cœur central n'est pas altérée par la courbure. Or, le coefficient de couplage (noté κ) est directement proportionnel à l'intégrale de recouvrement des champs des deux cœurs. Donc, sa valeur diminue lorsque l'on courbe la FDCC. L'atténuation dépend du produit κL . Ainsi l'atténuation maximale diminue avec le rayon de courbure. Il faudra donc ajuster la longueur de la fibre afin d'obtenir l'atténuation souhaitée. Trois tronçons de FDCC avec les paramètres opto-géométriques adéquats ont alors été choisis pour réaliser les filtres avec des largeurs de bande convenues. Les longueurs d'onde centrales sont ajustées par la courbure. Les atténuations maximales sont atteintes en jouant sur les longueurs des FDCC. Les différentes caractéristiques trouvées sont résumées dans le **tableau A-2** :

	Filtre 1	Filtre 2	Filtre 3
L (m)	8	4	13
d_{ext} (μm)	150	162	165
R_c (cm)	5	5,5	4

Tableau A-2 : Caractéristiques des trois filtres.

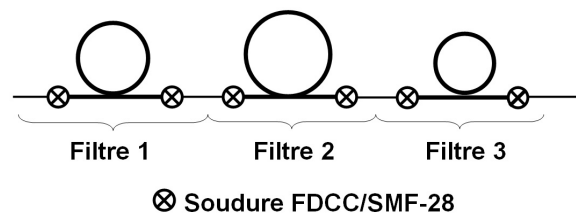


Figure A-5 : Schéma du filtre égaliseur de gain.

Les filtres élémentaires ont alors été concaténés afin de réaliser le filtre égaliseur de gain (noté FEG), comme l'illustre la **figure A-5**. La fonction de transfert complète a été mesurée et comparée à l'évolution théorique recherchée (cf. **figure A-6**) où une bonne superposition des deux courbes est observable. Enfin, le FEG a été utilisé pour égaliser le spectre de sortie de la source d'ASE. Le spectre mesuré tous les nanomètres est représenté par la **figure A-7** :

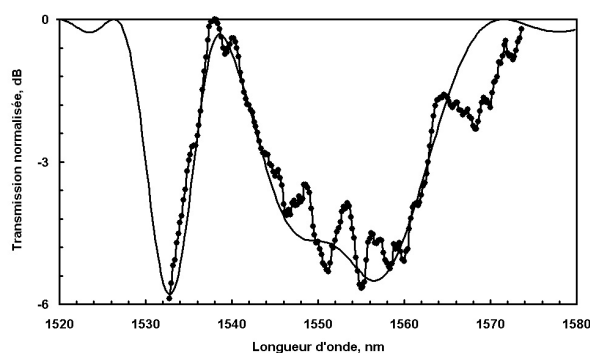


Figure A-6 : Fonction de transfert du FEG théorique et expérimentale.

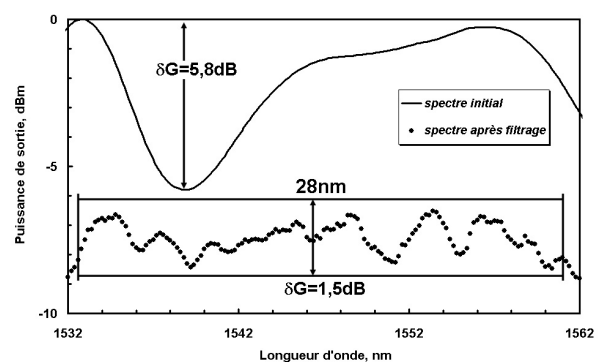


Figure A-7 : Spectres de sortie mesurés avec et sans FEG avec les valeurs respectives reportées.

La variation de la puissance a été réduite à $\pm 0,75\text{dB}$ entre 1532,6nm et 1561nm. Les 3dB de perte d'insertion sont attribués aux soudures entre les FDCC et les SMF-28. Les pertes par courbure sont très faibles et inférieures à 0,05dB/m dans la bande C pour des rayons de courbure supérieurs à 4cm. Quant à la sensibilité à la température de ces filtres, elle a été mesurée autour de 28pm/°C pour des températures variant de -40°C à 140°C. Cette valeur est inférieure à celle des filtres à réseaux à pas long atteignant en moyenne 60pm/°C pour des variations comprises entre 0°C et 200°C [A-4].

Annexe 5

Influence des couplages avec les modes d'ordre supérieur de l'anneau sur l'évolution de la courbe de dispersion chromatique

Comme il a été précisé en préambule du Chapitre second, le mode fondamental du guide central peut se coupler uniquement avec le mode fondamental du guide annulaire, l'intégrale de recouvrement avec les modes d'ordre supérieur du guide annulaire étant nulle. Or, en pratique la fibre étant enroulée, la distribution transverse du champ électrique subit une modification (localisation dans un demi-plan) ayant pour conséquence l'apparition de nouveaux couplages (cf. **Annexe 4**). Il est alors nécessaire de déterminer l'influence de ces couplages sur l'évolution de la courbe de dispersion chromatique.

Afin d'y répondre, le tronçon court de la FDCC soudée à deux SMF-28 en entrée et sortie a été repris (cf. **figure A-4** : $d_{ext}=162\mu\text{m}$, $R_c=7,5\text{cm}$, $L=13,5\text{m}$). La mesure de dispersion a alors été effectuée sur l'appareil E.G.&G. puis comparée à l'évolution de la transmittance :

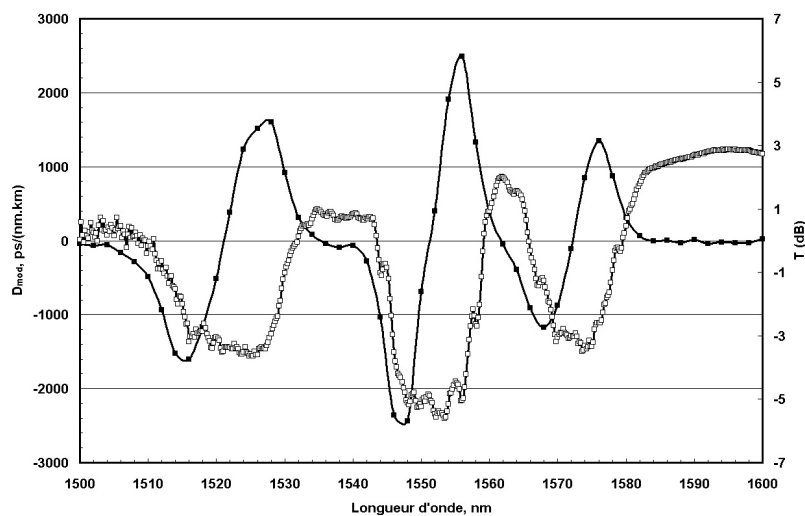


Figure A-8 : Comparaison des évolutions expérimentales de la dispersion chromatique et de la transmittance d'un module court de 13,5m ($R_c=7,5\text{cm}$) en fonction de la longueur d'onde.

On constate la présence de trois paires de deux rebonds symétriques sur la courbe de dispersion qui correspondent parfaitement aux trois couplages (mode fondamental du guide central couplé successivement avec les trois premiers modes du guide annulaire). Ainsi, ces interactions modales étant suffisamment distantes les unes des autres, l'allure de la courbe de dispersion chromatique reste en adéquation avec les résultats précédents.

Maintenant, conservons la même configuration du module mais en travaillant avec un tronçon de FDCC plus long de 180m. Les mesures donnent alors :

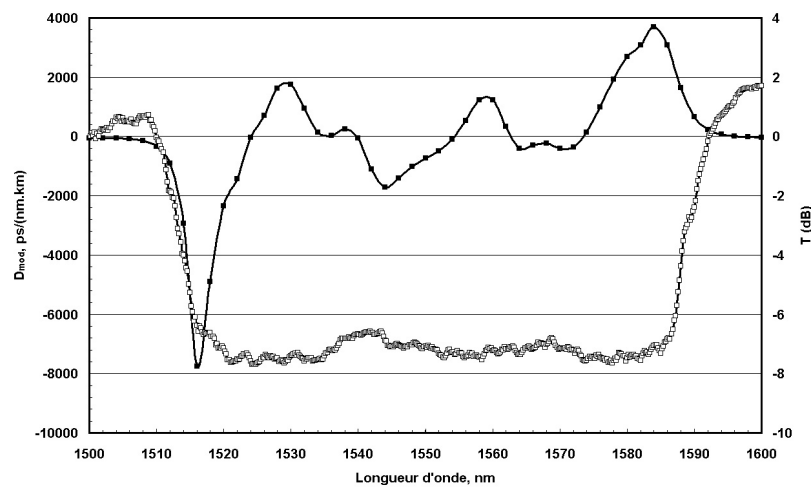


Figure A-9 : Comparaison des évolutions expérimentales de la dispersion chromatique et de la transmittance d'un module long de 180m ($R_c=7,5\text{cm}$) en fonction de la longueur d'onde.

Cette fois-ci, l'évolution des courbes a été modifiée. En effet, la transmittance ne fait plus apparaître trois pics distincts mais un seul plus élargi. Cela est la conséquence directe de l'augmentation de la longueur de la FDCC où les paramètres opto-géométriques varient suffisamment pour aboutir à un brouillage modal. Par conséquent, la courbe de dispersion chromatique perd sa symétrie et c'est ce qui explique que dans certains cas le second rebond positif peut disparaître bien que le second supermode soit toujours présent.

Références Bibliographiques

Chapitre Premier

[I-1] LECOY, P. : « **Télécommunications optiques** », Paris : *Hermès*, Chapitre 2, pp.38-39, 1992.

[I-2] HARDY, D., MALLEUS, G., MEREUR, J.N. : « **Réseaux: Internet .Téléphonie.Multimédia, Convergences et complémentarités** », *DeBoech Université*, 2002.

[I-3] CHARLET, G., CORBEL, E., LAZARO, J., KLEKAMP, A., DISCHLER, R., TRAN, P., IDLER, W., MARDOYAN, H., KONCZYKOWSKA, A., JORGE, F., BIGO, S. : « **WDM Transmission at 6Tbit/s capacity over transatlantic distance, using 42.7Gb/s Differential Phase-Shift Keying without pulse carver** », PostDeadline, *Optical Fiber Communication*, Los Angeles, Californie, 22-27 Février 2004.

[I-4] YOSHIKANE, N., MORITA, I. : « **1.14b/s/Hz spectrally-efficient 50×85.4Gb/s transmission over 300 km using copolarized CS-RZ DQPSK signals** », PostDeadline, *Optical Fiber Communication*, Los Angeles, Californie, 22-27 Février 2004.

[I-5] AUGUSTE, J.-L. : « **Conception, réalisation et caractérisation d'une fibre à forte dispersion chromatique négative** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, pp.22-26, 2001.

[I-6] GEROME, F. : « **Etude de fibres à compensation de dispersion pour application WDM et lignes haut-débit** », *Rapport de DEA*, Université de Limoges, pp.10-13, 2002.

[I-7] JOINDOT, I., JOINDOT, M. : « **Les télécommunications par fibres optiques** », Paris : *Dunod*, Chapitre 1 et 6, pp.50-62 et pp.432-434, 1996.

[I-8] OKUNO, T., OOISHI, T., KATO, T., YOKOYAMA, Y. : « **Optimum dispersion of non-zero dispersion shifted fiber for high bit rate DWDM systems** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-9] AGRAWAL, G.P. : « **Fiber-Optic Communication Systems** », New York : *Wiley series*, 1997.

[I-10] YU, A., O'MAHONY, M.J. : « **Optimisation of wavelength spacing in a WDM transmission system in the presence of fiber non linearities** », *IEE Proc.-Optoelectron*, Vol.142, n°4, pp.190-196, 1995.

[I-11] YIN, S., CHUNG, K-W., LIU, H., KURTZ, P., REICHARD, K. : « **A new design for non-zero dispersion-shifted fiber (NZ-DSF) with a large effective area over 100 μm^2 and low bending and splice loss** », *Optics Communications*, Vol.177, pp.225-232, 2000.

[I-12] BAGHDADI, J.A., SAFAAI-JAZI, A., HATTORI, H.T. : « **Optical fibers with non linearity and low polarization-mode dispersion for terabit communications** », *Optics & Laser Technology*, Vol.33, pp.285-291, 2001.

[I-13] SRIKANT, V. : « **Broadband dispersion and dispersion slope compensation in high bit rate and ultra long haul systems** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-14] MUKASA, K., YAGI, T. : « **Dispersion float and low non-linear optical link with new type of reverse dispersion fiber (RDF-60)** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-15] MAURY, J. : « **Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, pp.47-60, 2003.

[I-16] WILLIAMS, J.A.R., BENNION, I., SUGDEN, K., DORAN, N.J. : « **Fibre dispersion compensation using a chirped in-fibre Bragg grating** », *Electronics Letters*, Vol.30, n°12, pp.985-987, 1994.

[I-17] HILL, K.O., BILODEAU, F., MALO, B., KITAGAWA, T., THERIAULT, S., JOHNSON, D.C., ALBERT, J. : « **Chirped in-fiber Bragg gratings for compensation of optical-fiber dispersion** », *Optics Letters*, Vol.19, n°17, pp.1314-1316, 1994.

[I-18] EGGLETON, B.J., STEPHENS, T., KRUG, P.A., DHOSI, G., BRODZELI, Z., OUELLETTE, F. : « **Dispersion compensation using a fibre grating in transmission** », *Electronics Letters*, Vol.32, n°17, pp.1610-1611, 1996.

[I-19] DURKIN, M., IBSEN, M., COLE, M.J., LAMING, R.I. : « **1m long continuously-written fibre Bragg gratings for combined second- and third- order dispersion compensation** », *Electronics Letters*, Vol.33, n°22, pp.1891-1893, 1997.

[I-20] PAINCHAUD, Y., CHOTARD, H., MAILLOUX, A., VASSEUR, Y. : « **Superposition of chirped fibre Bragg grating for third-order dispersion compensation over 32 WDM channels** », *Electronics Letters*, Vol.38, n°24, pp.1572-1573, 2002.

[I-21] PAN, Z., SONG, Y.W., YU, C., WANG, Y., WILLNER, A.E. : « **Using sampled nonlinearly chirped fiber Bragg gratings to achieve 40-Gbit/s tunable multichannel dispersion compensation** », *Optics Communications*, Vol.241, pp.371-375, 2004.

[I-22] SHIRASAKI, M. : « **Chromatic-dispersion compensator using virtually imaged phased array** », *Photonics Technology Letters*, Vol.9, n°12, pp.1598-1600, 1997.

[I-23] OOI, H., NAKAMURA, K., AKIYAMA, Y., TAKAHARA, T., TERAHARA, T., KAWAHATA, Y., ISONO, H., ISHIKAWA, G. : « **40-Gb/s WDM transmission with virtually imaged phased array (VIPA) variable dispersion compensators** », *Journal of Lightwave Technology*, Vol.20, n°12, pp.2196-2203, 2002.

[I-24] WATANABE, S., NAITO, T., CHIKAMA, T. : « **Compensation of chromatic dispersion in a single-mode fiber by optical phase conjugation** », *Photonics Technology Letters*, Vol.5, n°1, pp.92-95, 1993.

[I-25] JANSEN, S.L., SPALTER, S., KHOE, G.-D., DE WAARDT, H., ESCOBAR, H.E., MARSHALL, L., SHER, M. : « **16x40Gb/s over 800km of SSMF using mid-link spectral inversion** », *Photonics Technology Letters*, Vol.16, n°7, pp.1763-1765, 2004.

[I-26] WABNITZ, S., UZUNOV, I., LEDERER, F. : « **Soliton transmission with periodic dispersion compensation : effects of radiation** », *Photonics Technology Letters*, Vol.8, n°8, pp.1091-1093, 1996.

[I-27] SAHARA, A., KUBOTA, H., NAKAZAWA, M. : « **Comparison of the dispersion allocated WDM (10Gb/s x10 channels) optical soliton and NRZ systems using a Q map** », *Optics Communications*, Vol.160, pp.139-145, 1999.

[I-28] MOLLENAUER, L.F., MAMYSHEV, P.V., GRIPP, J., NEUBELT, M.J., MAMYSHEVA, N., GRUNER-NIELSEN, L., VENG, T. : « **Demonstration of massive wavelength-division multiplexing over transoceanic distances by use of dispersion-managed solitons** », *Optics Letters*, Vol.25, n°.10, pp.704-706, 2000.

[I-29] POOLE, C.D., WIESENFELD, J.M., DIGIOVANNI, D.J., VENGSARKAR, A.M. : « **Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff** », *Journal of Lighthwave Technology*, Vol.12, n°.10, pp.1746-1758, 1994.

[I-30] GNAUCK, A.H., GARRETT, L.D., DANZIGER, Y., LEVY, U., TUR, M. : « **Dispersion and dispersion-slope compensation of NZDSF over the entire C band using higher-order-mode fibre** », *Electronics Letters*, Vol.36, n°23, pp.1946-1947, 2000.

[I-31] CHOI, S., OH, K. : « **A new LP02 mode dispersion compensation scheme based on mode converter using hollow optical fiber** », *Optics Communications*, Vol.222, pp.213-219, 2003.

[I-32] DU MOUZA, L., LE MEUR, G., MARDOYAN, H., SEVE, E., CUSSAT-BLANC, S., HAMOIR, D., MARTINELLI, C., BAYART, D., RAINERI, F., PIERRE, L., DANY, B., LECLERC, O., HAMAIDE, J.P., DE MONTMORILLON, L.A., BEAUMONT, F., SILLARD, P., NOUCHI, P., HUGBART, A., UHEL, R., GRANDPIERRE, G. : « **1.28Tbit/s (32×40Gbit/s) WDM transmission over 2400km of TeraLight™/Reverse Teralight© fibres using distributed all-Raman amplification** », *Electronics Letters*, Vol.37, n°21, pp.1300-1302, 2001.

[I-33] ZHU, B., KNUDSEN, S.N., NELSON, L.E., PECKHAM, D.W., PEDERSEN, M.Ø., STULZ, S. : « **800Gbit/s (80×10.664Gbit/s) WDM transmission over 5200km of fibre employing 100km dispersion-managed spans** », *Electronics Letters*, Vol.37, n°24, pp.1467-1469, 2001.

[I-34] SRIKANT, V. : « **Broadband dispersion and dispersion slope compensation in high bit rate and ultra long haul systems** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-35] CHOWDHURY, A., RAYBON, G., ESSIAMBRE, R.-J., DOERR, C.R. : « **WDM CSRZ 40Gbit/s pseudo-linear transmission over 4800km using optical phase conjugation** », *Electronics Letters*, Vol.41, n°3, pp.151-152, 2005.

[I-36] GRUNER-NIELSEN, L., KNUDSEN, S.N., EDVOLD, B., VENG, T., MAGNUSSEN, D., LARSEN, C.C., DAMSGAARD, H. : « **Dispersion compensating fibers** », Invited Paper, *Optical Fiber Technology*, Vol.6, pp.164-180, 2000.

[I-37] MUKASA, K., SUGIZAKI, R., HAYAMI, S., ISE, S. : « **Dispersion-managed transmission lines with reverse-dispersion fiber** », *Furukawa Review*, n°19, 2000.

[I-38] AIKAWA, K., SUZUKI, T., HIMENO, K., WADA, A. : « **New dispersion-flattened hybrid optical fiber link composed of medium-dispersion large-effective-area fiber and negative dispersion fiber** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-39] IMAMURA, K., MUKASA, K., YAGI, T. : « **Positive-medial dispersion fiber of ring-core profile with attenuation as low as 0.210dB/km and A_{eff} about $125\mu m^2$** », *Optical Fiber Communication*, Los Angeles, Californie, 22-27 Février 2004.

[I-40] LE N.T., Q., VENG, T., GRUNER-NIELSEN, L. : « **New dispersion compensation module for compensation of dispersion and dispersion slope of non-zero dispersion fibres in the C-band** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-41] KATO, T., HIRANO, M., FUKUDA, K., TADA, A., ONISHI, M., NISHIMURA, M. : « **Design optimization of dispersion compensating fiber for NZ-DSF considering nonlinearity and packaging performance** », *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[I-42] THYAGARAJAN, K., VARDHNEY, R.K., PALAI, P., GHATAK, A.K., GOYAL, I.C. : « **A novel design of a dispersion compensating fiber** », *Photonics Technology Letters*, Vol.8, n°11, pp.1510-1511, 1996.

[I-43] AUGUSTE, J.L., BLONDY, J.M., MAURY, J., MARCOU, J., DUSSARDIER, B., MONNOM, G., JINDAL, R., THYAGARAJAN, K., PAL, B.P. : « **Conception, realization, and characterization of a very high negative chromatic dispersion fiber** », Invited Paper, *Optical Fiber Technology*, Vol.8, pp.89-105, 2002.

[I-44] AUGUSTE, J.L., JINDAL, R., BLONDY, J.M., CLAPEAU, M., MARCOU, J., DUSSARDIER, B., MONNOM, G., OSTROWSKY, D.B., PAL, B.P., THYAGARAJAN, K. : « **-1800ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 μ m in dual concentric core fibre** », *Electronics Letters*, Vol.36, n°20, pp.1689-1691, 2002.

[I-45] NOUCHI, P., SILLARD, P., DE MONTMORILLON, L.A. : « **New transmission fibers for future networks** », *30th European Conference on Optical Communication*, Stockholm, Suède, 5-9 septembre 2004.

[I-46] BREUER, D., KUPPERS, F., MATTHEUS, A., SHAPIRO, E.G., GABITOV, I., TURITSYN, S.K. : « **Symmetrical dispersion compensation for standard monomode-fiber-based communication systems with large amplifier spacing** », *Optics Letters*, Vol.22, n°13, pp.982-984, 1997.

[I-47] KALER, R.S., SHARMA, A.K., KAMAL, T.S. : « **Comparison of pre-, post- and symmetrical-dispersion compensation schemes for 10 Gb/s NRZ links using standard and dispersion compensated fibers** », *Optics Communications*, Vol.209, pp.107-123, 2002.

[I-48] TOKLE, T., LE, Q.N.T., PEUCHERET, C., JEPPESEN, P. : « **Optimum dispersion map for raman amplified 160km NZDSF+DCF fibre spans with 40 Gbit/s RZ signals** », *Electronics Letters*, Vol.40, n°22, pp.1443-1445, 2004.

Chapitre Second

[II-1] FEVRIER, S. : « **Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l'optimisation des systèmes de télécommunication de type DWDM** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2002.

[II-2] AUGUSTE, J.-L. : « **Conception, réalisation et caractérisation d'une fibre à forte dispersion chromatique négative** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2001.

[II-3] MAURY, J. : « **Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003.

[II-4] SNYDER, W., LOVE, D. : « **Optical waveguide theory** », Londres : *Kluwer*, Chapitre 2, pp.542-552, 1983.

[II-5] LECOY, P. : « **Télécommunications optiques** », Paris : *Hermès*, Chapitre 3, pp.75, 1992.

[II-6] PESCHEL, U., PESCHEL, T., LEDERER, F. : « **A compact device for highly efficient dispersion compensation in fiber transmission** », *Applied Physics Letters*, Vol.67, n°15, pp. 2111-2113, 1995.

[II-7] Recommandation du ITU-T G.650, Mesure par retard de phase.

Chapitre Troisième

[III-1] MAURY, J. : « **Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, Chapitre 2, 2003.

[III-2] AUGUSTE, J.-L. : « **Conception, réalisation et caractérisation d'une fibre à forte dispersion chromatique négative** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, Chapitre 2, 2001.

[III-3] SHENOY, M.R., THYAGARAJAN, K., GHATAK, K. : « **Numerical analysis of optical fibers using matrix approach** », *Journal of Lighthwave Technology*, Vol.6, n°8, pp.660-667, 1988.

[III-4] MARCOU, J., AUGUSTE, J.L., BLONDY, J.M. : « **Cylindrical 2D beam propagation method for optical structures maintaining a revolution symmetry** », *Optical Fiber Technology*, Vol.5, pp.105-118, 1999.

[III-5] WIJNANDS, F., HOEKSTRA, H.J.W.M., KRIJNEN, G.J.M., DE RIDDER, R.M. : « **Modal fields calculation using the finite difference beam propagation method** », *Journal of Lighthwave Technology*, Vol.12, n°12, pp.2066-2072, 1994.

[III-6] COMSOL : « **Femlab 3 Electromagnetics Module** », disponible sur <http://www.comsol.com/>, 2004.

[III-7] LECOY, P. : « **Télécommunications optiques** », Paris : *Hermès*, Chapitre 5, pp.89-90, 1992.

[III-8] BLANCHOU, V., COCHET, D., ECHDID, M. : « **Métrieologie sur des fibres optiques hors normes** », *Rapport de Licence Professionnelle*, 2005.

[III-9] NELSON, L.E. : « **Challenges of 40 Gb/s WDM transmission** », Invited Paper, *Optical Fiber Communication*, Anaheim, Californie, 17-22 Mars 2001.

[III-10] RATHJE, J., GRÜNER-NIELSEN, L. : « **Relationship between relative dispersion slope of a transmission fiber and the usable bandwidth after dispersion compensating** », *28th European Conference on Optical Communication*, Copenhagen, Danemark, 8-12 septembre 2002.

[III-11] FERRANDO, A., SILVESTRE, E., ANDRES, P. : « **Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers** », *Optics Express*, Vol.9, n°13, pp.687-697, 2001.

[III-12] SAITOH, K., KOSHIBA, M. : « **Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion** », *Optics Express*, Vol.11, n°8, pp.843-852, 2003.

[III-13] RENVERSEZ, G., KUHLMEY, B., McPHERDRAN, R. : « **Dispersion management with microstructured optical fibers : ultraflattened chromatic dispersion with low losses** », *Optics Letters*, Vol.28, n°12, pp.989-991, 2003.

[III-14] HOO, Y.L., JIN, W., JU, J., HO, H.L., WANG, D.N. : « **Design of photonic crystal fibers with ultra-low, ultra-flattened chromatic dispersion** », *Optics Communications*, Vol.242, pp.327-332, 2004.

[III-15] JEON, J.U., SEO, H.K., LEE, Y.T. : « **Wide-band high negative dispersion-flattened fiber** », *28th European Conference on Optical Communication*, Copenhagen, Danemark, 8-12 septembre 2002.

[III-16] RATHJE, J., ANDERSEN, M., GRÜNER-NIELSEN, L. : « **Dispersion compensating fiber for identical compensation in the S, C, and L band** », *Optical Fiber Communication*, Atlanta, Géorgie, 23-28 Mars 2003.

[III-17] COZENS, J.R., BOUCOUVALAS, A.C. : « **Coaxial optical coupler** », *Electronics Letters*, Vol.18, n°3, pp.138-140, 1982.

[III-18] BOUCOUVALAS, A.C. : « **Coaxial optical fiber coupling** », *Journal of Lightwave Technology*, Vol.LT-3, n°5, pp.1151-1158, 1985.

[III-19] LEVESQUE, F. : « **Conception et réalisation d'une fibre coupleur microstructurée air-silice à deux coeurs concentriques** », *Rapport de DEA*, Université de Limoges, 2005.

[III-20] AUGUSTE, J.L., BLONDY, J.M., CLAPEAU, M., MARCOU, J., DUSSARDIER, B., MONNOM, G., JINDAL, R. : « **Design of a high negative chromatic dispersion in a single mode optical fibre: effect of the central index dip** », *Optics Communications*, Vol.178, pp.71-77, 2000.

[III-21] YOKOKAWA, T., KATO, T., FUJII, T., YAMAMOTO, Y., HONMA, N., KATAOKA, A., ONISHI, M., SASAOKA, E., OKAMOTO, K. : « **Dispersion compensating fiber with large negative dispersion around -300ps/km/nm and its application to compact module for dispersion adjustment** », *Optical Fiber Communication*, Atlanta, Géorgie, 23-28 Mars 2003.

[III-22] FEVRIER, S., AUGUSTE, J.L., BLONDY, J.M., PEYRILLOUX, A., ROY, P., PAGNOUX, D. : « **Accurate tuning of the highly-negative-chromatic-dispersion**

wavelength into a dual concentric core fibre by macro-bending », *28th European Conference on Optical Communication*, Copenhagen, Danemark, 8-12 septembre 2002.

[III-23] VASSALLO, C. : « **Théorie des guides d'ondes électromagnétiques, Tome II** », Paris : *Eyrolles*, pp.288-298, 1985.

Chapitre Quatrième

[IV-1] KNIGHT, J.C., BIRKS, T., RUSSELL, P.St.J., ATKIN, D.M. : « **All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding** », *Optics Letters*, Vol.21, n°19, pp.1547-1549, 1996.

[IV-2] BARKOU, S.E., BROENG, J., BJARKLEV, A. : « **Silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect** », *Optics Letters*, Vol.24, n°1, pp.46-48, 1999.

[IV-3] BRECHET, F., MARCOU, J., PAGNOUX, D., ROY, P. : « **Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method** », *Optical Fiber Technology*, Vol.6, pp.181-191, 2000.

[IV-4] PEYRILLOUX, A. : « **Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003.

[IV-5] BIRKS, T.A., KNIGHT, J.C., RUSSELL, P.ST.J. : « **Endlessly single-mode photonic crystal fiber** », *Optics Letters*, Vol.22, n°13, pp.961-963, 1997.

[IV-6] BERENGER, J.P. : « **A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves** », *Journal of Computational Physics*, Vol.114, pp.185-200, 1994.

[IV-7] TSUJI, Y., KOSHIBA, M. : « **Guided-mode and leaky-mode analysis by imaginary distance beam propagation method based on finite element scheme** », *Journal of Lighthwave Technology*, Vol.18, n°4, pp.618-623, 2000.

[IV-8] VIALE, P., FEVRIER, S., GEROME, F. : « **Pertes de confinement dans les fibres à crystal photonique : utilisation d'une couche absorbante circulaire** », *GDR ondes*, Marseille, 23-24 juin 2005.

[IV-9] LECOY, P. : « **Télécommunications optiques** », Paris : *Hermès*, Chapitre 5, pp.92, 1992.

[IV-10] LAI HOO, Y., JIN, W., JU, J., LUT HO, H. : « **Loss analysis of single-mode fiber/photonic-crystal fiber splice** », *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol.40, n°5, pp.378-380, 2004.

[IV-11] NI, Y., ZHANG, L., PENG, J., FAN, C. : « **Dual-core photonic crystal fiber for dispersion compensation** », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16, n°6, pp.1516-1518, 2004.

[IV-12] ZSIGRI, B., LAEGSGAARD, J., BJARKLEV, A. : « **A novel photonic crystal fibre design for dispersion compensation** », *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Vol.6, pp.717-720, 2004.

[IV-13] YI, N. : « **Large negative dispersion in square solid-core photonic bandgap fibers** », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.41, n°5, pp.666-670, 2005.

[IV-14] GEROME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. : « **Very high negative chromatic dispersion in a dual concentric core photonic crystal fiber** », *Optical Fiber Communication*, Los Angeles, Californie, 22-27 février 2004.

[IV-15] MANGAN, B.J., COUNY, F., FARR, L., LANGFORD, A., ROBERTS, P.J., WILLIAMS, D.P., BANHAM, M., MASON, M.W., MURPHY, D.F., BROWN, E.A.M., SABERT, H., BIRKS, T.A., KNIGHT, J.C., RUSSEL, P.St.J. : « **Slope-matched dispersion –compensating photonic crystal fibre** », Postdeadline, *Conference on Lasers and Electro-Optics*, San Fransisco, California, 16-21 Mai 2004.

Conclusions générales/Perspectives

[1] HUTTUNEN, A., TÖRMÄ, P. : « **Optimization of dual-core and microstructure fiber geometries for dispersion compensation and large mode area** », *Optics Express*, Vol.13, n°2, pp.627-635, 2005.

[2] ENGENESS, T.D., IBANESCU, M., JOHNSON, S.G., WEISBERG, O., SKOROBOGATIY, M., JACOBS, S., FINK, Y. : « **Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in OmniGuide fibers** », *Optics Express*, Vol.11, n°10, pp.1175-1196, 2003.

[3] MAURY, J. : « **Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2003.

[4] CHAMPERT, P.-A., COUDERC, V., LEPROUX, P., FEVRIER, S., TOMBELAINE, V., LABONTE, L., ROY, P., FROEHLI, C. : « **White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system** », *Optics Express*, Vol.12, n°9, pp.4366-4371, 2004.

Annexes

[A-1] WENGSAKAR, A.M., LEMAIRE, P.J., JUDKINS, J.B., BATHIA, V., ERDOGAN, T., SIPE, J.E. : « **Long-period fiber gratings as band-rejection filters** », *Journal of Lightwave Technology*, Vol.14, n°1, pp.58-65, 1996.

[A-2] FEVRIER, S. : « **Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l'optimisation des systèmes de télécommunication de type DWDM** », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 2002.

[A-3] FEVRIER, S., AUGUSTE, J.L., BLONDY, J.M., PEYRILLOUX, A., ROY, P., PAGNOUX, D. : « **Accurate tuning of the highly-negative-chromatic-dispersion wavelength into a dual concentric core fibre by macro-bending** », *28th European Conference on Optical Communication*, Copenhagen, Danemark, 8-12 septembre 2002.

[A-4] REGO, G., OKHOTNIKOV, O., DIANOV, E., SULIMOV, V. : « **High-temperature stability of long-period fiber gratings produced using an electric arc** », *Journal of Lightwave Technology*, Vol.19, n°10, pp.1574-1579, 2001.

Liste des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., MAURY, J., BLONDY, J.-M., MARCOU, J. : « **Theoretical and experimental analysis of a chromatic dispersion compensating module using a dual concentric core fiber** », *accepté dans Journal of Lighthwave Technology*.
- FÉVRIER, S., GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. : « **Flattening filter based on cascaded dual concentric core fibres** », *Electronics Letters*, Vol.41, n°4, pp.170-171, 2005.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., FÉVRIER, S., MAURY, J., BLONDY, J.-M., GASCA, L., PROVOST, L. : « **Dual concentric core dispersion compensating fibre optimised for WDM application** », *Electronics Letters*, Vol.41, n°3, pp.116-117, 2005.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. : « **Design of dispersion-compensating fibers based on a dual-concentric-core photonic crystal fiber** », *Optics Letters*, Vol.29, n°23, pp.2725-2727, 2004.
- FÉVRIER, S., VIALE, P., GÉRÔME, F., LEPROUX, P., ROY, P., BLONDY, J.-M., DUSSARDIER, B., MONNOM, G. : « **Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre** », *Electronics Letters*, Vol.39, n°17, pp.1240-1242, 2003.

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture :

- GÉRÔME, F., VIALE, P., TOMBELAINE, V., LEPROUX, P., AUGUSTE, J.-L., FÉVRIER, S., BLONDY, J.-M., COUDERC, V. : « **Finite-element analysis of properties in real and idealized photonic crystal fibres, application to the supercontinuum generation** », *FEMLAB Conference*, Paris, France, 15 novembre 2005.
- VIALE, P., FÉVRIER, S., GÉRÔME, F., VILARD, H. : « **Confinement loss computations in photonic crystal fibres using a novel perfectly matched layer design** », *FEMLAB Conference*, Paris, France, 15 novembre 2005.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., FÉVRIER, S., MAURY, J., BLONDY, J.-M., GASCA, L., PROVOST, L. : « **Dispersion compensating module in the C-Band based on a dual concentric core fibre** », *30th European Conference on Optical Communication*, Stockholm, Suède, 05-09 septembre 2004.
- GÉRÔME, F., FÉVRIER, S., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M., PROVOST, L., GASCA, L., BAYART, D. : « **Gain flattening filter based on concatenated dual concentric core fibres** », *30th European Conference on Optical Communication*, Stockholm, Suède, 05-09 septembre 2004.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. : « **Very high negative chromatic dispersion in a dual concentric core photonic crystal fiber** », *Optical Fiber Communication*, Los Angeles, Californie, 22-27 février 2004.
- FÉVRIER, S., VIALE, P., GÉRÔME, F., LEPROUX, P., ROY, P., BLONDY, J.-M., DUSSARDIER, B., MONNOM, G. : « **517 μm^2 effective area single-mode bragg fibre** », *29th European Conference on Optical Communication*, Rimini, Italie, 15-20 septembre 2003.

Communications à des congrès nationaux à comité de lecture :

- GÉRÔME, F., LEVESQUE, F., MAURY, J., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. : « **Conception et réalisation d'un coupleur microstructuré à deux cœurs concentriques ultra large bande** », *24^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*.
- BOULLET, J., GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M., DESFARGES-BERTHELEMOT, A., KERMENE, V., PAGNOUX, D., ROY, P. : « **Optimisation d'une fibre à deux cœurs concentriques dopés à l'Erbium pour une application laser de puissance** », *24^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M., ROY, P. : « **Conception et fabrication d'une nouvelle fibre à cristal photonique compensatrice de dispersion** », *23^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, Paris, 25-27 octobre 2004.
- GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., FÉVRIER, S., MAURY, J., BLONDY, J.-M., GASCA, L., PROVOST, L. : « **Module compensateur de dispersion dans la bande C basé sur une fibre à deux cœurs concentriques** », *23^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, Paris, 25-27 octobre 2004.
- BLONDY, J.-M., AUGUSTE, J.-L., ROY, P., GÉRÔME, F., VIALE, P., LABONTÉ, L., BOUTINAUD, G., FAURE, B., BLANC, W., UBALDI, F., DUSSARDIER, B., MONNOM, G. : « **Fibres optiques silice de nouvelle génération : aspects technologiques** », *23^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, Paris, 25-27 octobre 2004.
- GÉRÔME, F., FÉVRIER, S., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M., PROVOST, L., GASCA, L., BAYART, D. : « **Filtre égaliseur de gain basé sur la concaténation de fibres à deux cœurs concentriques** », *22^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, Valence, 12-14 octobre 2003.
- VIALE, P., FÉVRIER, S., GÉRÔME, F., LEPROUX, P., ROY, P., BLONDY, J.-M., DUSSARDIER, B., MONNOM, G. : « **Fibre optique monomode à bande interdite photonique à très grande aire effective** », *22^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée*, Valence, 12-14 octobre 2003.

Communications à des congrès nationaux sans comité de lecture :

- VIALE, P., FÉVRIER, S., GÉRÔME, F. : « **Pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique : utilisation d'une couche absorbante circulaire** », *GDR ondes*, Marseille, 23-24 juin 2005.

- FÉVRIER, S., VIALE, P., GÉRÔME, F., LEPROUX, P., ROY, P., BLONDY, J.-M., DUSSARDIER, B., MONNOM, G. : « **Fibre optique monomode à bande interdite photonique** », *GDR ondes*, Paris, 12-13 juin 2003.

Brevet international :

GASCA, L., PROVOST, L., SANSONETTI, P., MOREAU, C., GÉRÔME, F., AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M ., FÉVRIER, S. : « **Chromatic dispersion compensation module** » Brevet Européen, n° 04078022.3-, déposé le 03.11.2004.

Résumé : Afin d'augmenter les capacités de transmission des réseaux optiques, une nouvelle technologie de multiplexage en longueur d'onde nommé WDM est née. Avec elle, le contrôle simultané de la dispersion chromatique positive des fibres de ligne pour plusieurs longueurs d'onde devient obligatoire. Une solution simple reposant sur l'insertion d'une fibre à deux cœurs concentriques est alors retenue. Le comportement modal de ces fibres incorporées dans un module est étudié en détail. Une théorie complète est élaborée puis validée expérimentalement. L'optimisation de ces profils débouche sur une réalisation MCVD dont les performances 5 fois supérieures aux valeurs actuelles ont permis le dépôt d'un brevet industriel. Finalement, la technologie microstructurée air-silice est étudiée. Une nouvelle amélioration d'un facteur 7 est obtenue. Des premières réalisations confirment ces fortes potentialités et ouvrent des perspectives tant dans le domaine de l'amplification que pour la non linéarité.

Mots-clés : Multiplexage en longueur d'onde, compensation de dispersion chromatique, fibre à deux cœurs concentriques, technologies MCVD et microstructurée.

Abstract : In order to increase the transmission capacities of the optical networks, a new technology of multiplexing in wavelength named WDM was born. With it, the simultaneous control of the positive chromatic dispersion of line fibres for several wavelengths becomes obligatory. A simple solution corresponding to the insertion of a dual concentric core fibre is then adopted. The modal behavior of these fibres incorporated in a module is studied in detail. A complete theory is elaborated and then validated in experiments. The optimization of these profiles leads to a MCVD realization whose performances 5 times higher than the current values allowed the deposit of an industrial patent. Finally, air-silica microstructured technology is studied. A new improvement of a factor 7 is obtained. First realizations confirm these high potentialities and open prospects as well in the field for amplification as for the non linearity.

Keywords : Wavelength division multiplexing, chromatic dispersion compensating, dual concentric core fibre, MCVD and microstructured technologies.