

N°d'ordre : 44-2005

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Faculté des Sciences et Techniques

École Doctorale Sciences, Technologie, Santé

Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par

Laurent LABONTÉ

Le 17 octobre 2005

*Analyse théorique et expérimentale des principales
caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques
microstructurées air/silice*

Thèse dirigée par Dominique PAGNOUX

Jury :

Marc Douay	Professeur, IRCICA PhLAM, Université de Lille	Rapporteur
Luc Thévenaz	Maître d'Enseignement et de Recherche, EPFL, Lausanne	Rapporteur
Henri Gagnaire	Professeur, LTSI, Saint-Etienne	Président
Frédéric Louradour	Professeur, IRCOM, Limoges	Examineur
Dominique Pagnoux	Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges	Examineur
Philippe Roy	Chargé de Recherche CNRS, IRCOM, Limoges	Examineur
Ekatarina Burov	Ingénieur à Alcatel, Marcoussis	Invitée

A ma Famille,

Remerciements

Tous les travaux effectués dans cette thèse ont été réalisés au sein de l'Institut de Recherche en Communication Optique et Microonde dont je remercie les directeurs successifs, Pierre Yves Guillon et Alain Barthélémy.

J'adresse aussi ma reconnaissance à Jean Marc-Blondy qui a dirigé l'Equipe d'Optique Guidée et Intégrée dans laquelle j'ai pu réaliser mes travaux.

J'exprime ma gratitude à Marc Douay, professeur à l'Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée (laboratoire Phlam) à Lille et à Luc Thévenaz, maître d'Enseignement et de Recherche à l'Ecole Polytechnique Fédérale à Lausanne, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter mon travail de thèse.

Je tiens à remercier Henri Gagnaire, professeur au Laboratoire Traitement du Signal et Instrumentation à St Etienne pour avoir accepté d'être membre de mon jury.

Je tiens aussi à remercier Frédéric Louradour qui m'a permis d'acquérir des connaissances dans le domaine de l'interférométrie à deux ondes. Je lui exprime ma plus profonde reconnaissance pour m'avoir transmis sa passion et son enthousiasme sur la diffusion de la culture scientifique durant l'aventure "Scientibus".

Je remercie Dominique Pagnoux pour avoir dirigé mes travaux et m'avoir permis de travailler sur un sujet aussi passionnant. Je le remercie aussi pour sa patience dont il a fait preuve pour répondre à l'ensemble de mes questions. J'espère montrer dans mes travaux futurs la même qualité de rédaction que celle dont il a usé au cours de ma thèse.

J'exprime ma reconnaissance à Philippe Roy qui a su encadrer mon travail avec beaucoup de rigueur tout en conservant une bonne humeur quotidienne et un sens de l'humour tout a fait appréciable. Je le remercie aussi pour m'avoir fait profiter de sa grande culture.

Un grand merci également à notre secrétaire Sophie Lebraud qui m'a rendu un grand nombre de services. Elle a su garder son sourire à chaque fois que je la dérangeais.

Je tiens à formuler des remerciements plus personnels à des doctorants passés, présents et futurs.

Je remercie Polo, David et Polisson pour m'avoir initié à l'art du "chafouinage". La pérennité de l'esprit "chafouin" est confiée à Bébert et Mickey qui le défendent avec beaucoup de ferveur et de passion. Dans un autre registre, je tiens à saluer un personnage atypique, Yoyo, encore appelé "Didier", pour avoir apporté beaucoup de bonne humeur grâce à ses histoires plus insolites les unes que les autres. Enfin je remercie Sébastien Vergnole, alias "mon poulet", pour les conversations techniques que nous avons eues mais surtout pour toutes les autres (en espérant que le hockey ne lui fasse pas oublier sa passion pour l'éducation

sportive des jeunes footballeurs). De manière générale, j'exprime ma gratitude à tous "les opticiens non linéaires" avec qui j'ai eu beaucoup du plaisir à travailler et qui m'ont apporté beaucoup, tant d'un point de vue professionnel que personnel.

J'ai eu l'infini plaisir de partager le bureau "funky" avec Winnie (ou encore appelé Pierre Magic Tcherna du bâtiment de Physique). Sa sympathie et sa bonne humeur perpétuelle sont les ingrédients d'une collocation inouïe et inoubliable. Merci vivement à Laure pour avoir été toujours à l'écoute lorsque le besoin s'en faisait sentir et aussi pour son exceptionnelle joie de vivre malgré des entraînements intensifs à la piscine. Lui aussi sportif, je remercie chaleureusement Vince qui porte fièrement les valeurs et les qualités humaines transmises par le football sur les terrains de sport mais surtout hors des terrains, telles que le sens aigu de l'amitié et de la solidarité. J'allais oublier le dernier membre du quatuor magique, Raph. J'exprime à cette personne exceptionnelle ma plus sincère gratitude pour sa générosité, sa gentillesse infinie et aussi pour la patience dont il a fait preuve pour essayer de me cultiver. Ces quatre dernières personnes sont devenues au fil des soirées, des matchs de foot, des cinés, des pièces de théâtres, des années, bien plus que des collègues mais des amis.

Je souhaite à Kokine, Odile, Benoît, Gérard et Jérôme de prendre autant de plaisir que j'ai eu dans leur travail de thèse.

Malheureusement, je ne peux pas me permettre de remercier toutes les personnes qui m'ont apporté car je réécrirais alors un manuscrit, mais je me permets de citer quelques noms de personne qui m'ont témoigné leur soutien : Estelle, Ben et Guéno. Je n'oublie bien sûr pas la MacTeam (Hervé, Nico, Tonio, Fred, Mac, Popo) et aussi Jojo avec qui j'ai passé de bons moments durant mes premières années étudiantes.

Enfin je voudrais particulièrement adresser des remerciements à des personnes avec qui comptent beaucoup pour moi et que j'ai la chance de connaître. Honneur aux filles. Je remercie Aurélie pour sa générosité et son sens de l'écoute, Anaïs pour sa sincérité et sa gentillesse, et Dédé pour son ouverture d'esprit et sa bonté. Quant aux garçons, il s'agit de David et Fred. La première personne est un ami que j'ai eu la chance de rencontrer au début de mes années étudiantes et qui compte énormément pour moi maintenant. Je termine par le second qui est un ami d'enfance et qui fait parti de la "famille" et avec qui j'ai passé, passe et passerai beaucoup de moments heureux. Une amitié sincère.

Ce travail est une occasion privilégiée pour moi d'exprimer ma tendresse et mon amour à mes parents, à mes grands-parents, à mon frère et bien sûr à la pétillante Elisa, source inépuisable de bonheur. La famille est le socle sur lequel tout se bâtit.

Ce travail de thèse m'a permis d'acquérir des connaissances scientifiques, notamment grâce à des discussions avec des personnes aussi disponibles que compétentes. Je mets tout particulièrement en avant l'aspect humain des rencontres réalisées dans le cadre de mes activités d'enseignement et de recherche qui sont à l'origine du plaisir que j'ai eu à réaliser ce travail.

Table des matières

Remerciements	1
Table des matières.....	7
Liste des figures	13
Liste des tableaux	21
Introduction générale.....	25
Chapitre I : les FMAS.....	31
I Introduction	33
II Deux types de guidage	34
II.1 FMAS BIP	34
II.2 FMAS à guidage par réflexion totale interne modifiée.....	36
III Fabrication.....	37
IV Caractéristiques de propagation des FMAS RTI.....	40
IV.1 Notion d'indice moyen de gaine - domaine spectral de propagation monomode	40
IV.2 Pertes dans les FMAS RTI	44
IV.2.1 Pertes par courbure en régime monomode.....	44
IV.2.2 Pertes de confinement.....	48
IV.3 Longueur d'onde de coupure du deuxième mode λ_c	49
IV.4 Dispersion chromatique	54
IV.4.1 Définition.....	54
IV.4.2 Les causes de la dispersion chromatique dans les fibres.....	56
IV.4.3 Dispersion chromatique dans les FMAS RTI.....	62
IV.5 Symétrie et classes de modes dans une FMAS RTI	66
IV.5.1 Généralités [54]	66
IV.5.2 Cas des FMAS RTI	69
IV.6 Biréfringence dans les FMAS.....	71
IV.6.1 Polarisation de la lumière dans une fibre optique.....	71
IV.6.2 Biréfringence de groupe et biréfringence de phase dans les FMAS RTI.....	76
V Conclusion.....	78
Chapitre II : étude de la biréfringence dans quelques FMAS RTI en régime monomode	81
I Introduction	83
II Méthodes de mesure de la biréfringence.....	84
II.1 Mesure de la biréfringence de phase par la méthode magnéto-optique	84
II.2 Mesure de la biréfringence de groupe	85
II.2.1 Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR).....	85

II.2.2	<i>Méthode du spectre cannelé</i>	87
II.3	<i>Mise en œuvre de la méthode du spectre cannelé</i>	89
III	Méthode des éléments finis pour le calcul de la biréfringence de FMAS réelles	91
III.1	<i>Généralités</i>	91
III.2	<i>Application de la MEF à différentes FMAS RTI réelles</i>	92
III.3	<i>Biréfringence Résiduelle Numérique (BRN)</i>	97
III.4	<i>Influence du maillage sur la biréfringence de phase calculée</i>	98
III.5	<i>Influence d'un angle résiduel à la prise d'image sur la biréfringence calculée.</i>	100
IV	Résultats expérimentaux et discussion.....	102
IV.1	<i>Cas des fibres à petit coeur</i>	103
IV.1.1	<i>Mesures de la biréfringence de groupe des quatre fibres à petit coeur</i>	103
IV.1.2	<i>Calcul de la biréfringence des fibres caractérisées, comparaison avec les résultats de mesures</i>	105
IV.1.3	<i>Influence des contraintes</i>	112
IV.1.4	<i>Influence des défauts géométriques</i>	114
IV.1.5	<i>Comparaison de l'évolution spectrale des biréfringence de phase de fibres réelles et de fibres parfaites affectées d'un défaut unique</i>	121
IV.2	<i>FMAS à grand pas</i>	123
IV.2.1	<i>Etude de la biréfringence de la fibre 09_04</i>	124
IV.2.2	<i>Etude de la biréfringence de la fibre 08_03</i>	126
V	Conclusion.....	128
Chapitre III : étude de la dispersion chromatique du mode fondamental dans des FMAS réelles en régime monomode		
131		
I	Introduction	133
II	Méthodes de mesure du paramètre de dispersion chromatique.....	133
II.1	<i>Méthode temporelle</i>	133
II.2	<i>Méthode de mesure du retard de phase [83]</i>	134
II.3	<i>Méthodes interférométriques</i>	135
II.3.1	<i>Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR)</i>	135
II.3.2	<i>Méthode d'analyse du spectre cannelé</i>	135
III	Méthode interférométrique basée sur l'intégration du spectre cannelé	139
III.1	<i>Montage et principe de la méthode</i>	139
III.2	<i>Sources et cohérence temporelle</i>	145
III.2.1	<i>Source laser à 1530 nm</i>	146
III.2.2	<i>Source d'ASE amplifiée</i>	146
III.2.3	<i>Source très large bande [85]</i>	147

III.3	Réglage du banc de mesure.....	148
III.3.1	Réglage de l'interféromètre	148
III.3.2	Etalonnage de l'axe spectral.....	148
III.3.3	Relevé des interférogrammes et détermination du maximum	150
III.3.4	Evaluation de la résolution spectrale du banc de mesure	152
III.4	Correction de la dispersion apportée par les composants optiques de l'interféromètre.....	154
IV	Résultats et discussion.....	155
IV.1	Validation du banc de mesure avec une fibre monomode standard	155
IV.2	Répétabilité des mesures évaluée dans le cas de la caractérisation de FMAS RTI	159
IV.3	Mesure de dispersion chromatique de différentes FMAS RTI	161
IV.3.1	Dispersion chromatique dans deux tronçons de fibre 12_04.....	162
IV.3.2	Dispersion chromatique de la fibre H008	167
IV.3.3	Dispersion chromatique de la fibre 11_04	170
IV.3.4	Dispersion chromatique de la fibre 08_03	172
IV.3.5	Comparaison des dispersions des différentes fibres	174
V	Conclusion.....	175
Chapitre IV : détermination de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode.....		177
I	Introduction	179
II	Méthodes existantes pour la mesure de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode dans les fibres classiques.....	180
III	Méthode d'analyse azimutale du champ lointain en sortie de FMAS RTI.....	183
III.1	Principe de la méthode.....	183
III.2	Application aux FMAS RTI	185
III.3	Détermination de λ_c à partir de l'analyse des spectres du signal détecté.....	191
III.3.1	Cas de fibres standard [94].....	191
III.4	Conception d'un logiciel de simulation de la méthode	195
III.4.1	Procédure suivie pour simuler la mesure.....	195
III.4.2	Validation du logiciel	197
III.4.3	Calcul de D dans les FMAS RTI.....	202
IV	Résultats expérimentaux et discussion.....	207
IV.1	Mise en œuvre de la méthode d'analyse azimutale du champ lointain en sortie de FMAS RTI.....	207
IV.2	Evaluation de λ_c dans la fibre 11_04.....	208

V Conclusion.....	215
Conclusion générale	217
Références	223
Liste des publications	233

Liste des figures

Figure I. 1 : Schéma de sections transverses (a) d'une fibre de Bragg, (b) d'une FMAS BIP à arrangement triangulaire et (c) hexagonal.....	35
Figure I. 2 : schéma descriptif d'une FMAS RTI à arrangement triangulaire	37
Figure I. 3 : arrangement de la préforme primaire	38
Figure I. 4 : canne microstructurée, préforme secondaire et FMAS.....	39
Figure I. 5 : exemple d'image de coupe transverse d'une fibre réalisée à l'IRCOM.....	40
Figure I. 6 : fréquence spatiale normalisée en fonction de la longueur d'onde.....	43
Figure I. 7 : pertes de courbure en fonction de la longueur d'onde d'une FMAS RTI ayant pour diamètre de trous $2,4 \mu\text{m}$ et un pas de $7,8 \mu\text{m}$ [20].	46
Figure I. 8 : mesure des pertes par courbure en fonction du rayon [20]	47
Figure I. 9 : pertes de confinement de FMAS RTI à 1550 nm en fonction de d, Λ (a)) et du nombre de couronnes de trous (b)) [26]	48
Figure I. 10 : $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ en fonction de λ/Λ pour $d/\Lambda = 0,4$ (1), 0,42, 0,43, 0,45, 0,46, 0,48, 0,49, 0,5, 0,55, 0,6, 0,65, 0,7(14) [I.28].....	50
Figure I. 11 : $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ en fonction de λ/Λ pour une FMAS RTI avec $d/\Lambda = 0,55$ ayant 4 couronnes (1), 8 couronnes (2) 10 couronnes (3), et Q en fonction de λ/Λ [28]	50
Figure I. 12 : détermination par le calcul des limites des domaines spectraux de propagation monomode et multimode dans une FMAS RTI.....	51
Figure I. 13 : la ligne continue correspond aux prévisions théoriques fournies par la relation I.20 et les points avec une barre d'erreur correspondent aux mesures de λ_c qui sont indiquées dans le tableau I.1 (les numéros se rapportent aux numéros des fibres du tableau I.1) [29].	52
Figure I. 14 : variation spectrale de l'indice de la silice	57
Figure I. 15 : dispersion de la silice	57
Figure I. 16 : évolution spectrale du paramètre de dispersion du guide pour une fibre à saut d'indice [32]	58
Figure I. 17 : dispersion de guide, du matériau et dispersion chromatique.....	59
Figure I. 18 : fibre à double cœur concentrique	61
Figure I. 19 : (a) dispersion chromatique calculée en fonction du diamètre de la fibre effilée à 850 nm (b) variation, en fonction de la longueur d'onde, de la dispersion chromatique, de différentes fibres effilées (diamètre 1, 1,5, 2,5 μm de gauche à droite), et de la silice pure [38]	63

<i>Figure I. 20 : section droite de guide d'onde présentant une symétrie azimutale égale à (a) $2\pi/1$ ($n=1$), (b) $2\pi/2$ ($n=2$), (c) $2\pi/3$ ($n=3$) et (d) $2\pi/4$ ($n=4$)</i>	<i>67</i>
<i>Figure I. 21 : section droite de guides d'onde présentant des symétries azimutales (de $2\pi/n$ avec n respectivement égal à 1, 2, 6 et l'infini dans le cas de (a), (b), (c) et (d)) et orthogonales.....</i>	<i>67</i>
<i>Figure I. 22 : géométrie de la structure (a) et description des 8 classes de modes. Les lignes continues correspondent à des courts-circuits électriques et les pointillés à des courts-circuits magnétiques (b)(c)(d)(e)(f)(g)[54]</i>	<i>69</i>
<i>Figure I. 24 : répartition des différentes régions dans une fibre "panda".....</i>	<i>74</i>
<i>Figure I. 25 : interprétation fréquentielle de la PMD dans le régime courte distance</i>	<i>76</i>
<i>Figure II. 1 : dispositif expérimental de la méthode magnéto-optique.....</i>	<i>84</i>
<i>Figure II. 2: schéma du réflectomètre optique à faible cohérence sensible à la phase [69]... </i>	<i>86</i>
<i>Figure II. 3 : principe de la méthode du spectre cannelé</i>	<i>87</i>
<i>Figure II. 4 : dispositif expérimental mettant en oeuvre la méthode du spectre cannelé</i>	<i>90</i>
<i>Figure II. 5 : traitement de l'image MEB.....</i>	<i>93</i>
<i>Figure II. 6 : images MEB des fibres étudiées.....</i>	<i>96</i>
<i>Figure II. 7 : exemple de maillage d'une FMAS RTI</i>	<i>97</i>
<i>Figure II. 8 : image MEB de la face de la fibre avec un angle résiduel.....</i>	<i>100</i>
<i>Figure II. 9 : influence de l'angle d'inclinaison sur la biréfringence de phase</i>	<i>102</i>
<i>Figure II. 10 : spectre cannelé obtenu lors de la mesure de la biréfringence de groupe 12_04</i>	<i>103</i>
<i>Figure II. 11 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre H015</i>	<i>106</i>
<i>Figure II. 12 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 10_04.....</i>	<i>106</i>
<i>Figure II. 13 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 11_04.....</i>	<i>107</i>
<i>Figure II. 14 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 12_04.....</i>	<i>107</i>
<i>Figure II. 15 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre H015.....</i>	<i>109</i>
<i>Figure II. 16 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 10_04.....</i>	<i>109</i>

<i>Figure II. 17 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 11_04.....</i>	<i>110</i>
<i>Figure II. 18 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 12_04.....</i>	<i>110</i>
<i>Figure II. 19 : banc de mesure pour évaluer l'influence de contraintes dans le matériau, sur la biréfringence</i>	<i>112</i>
<i>Figure II. 20 : mesure de la biréfringence en fonction de la température.....</i>	<i>113</i>
<i>Figure II. 21 : récapitulatif des défauts pris en considération</i>	<i>115</i>
<i>Figure II. 22 : biréfringence de phase en fonction du rapprochement de deux trous opposés</i>	<i>116</i>
<i>Figure II. 23 : biréfringence de phase calculée pour un grossissement/rétrécissement d'un ou plusieurs trous de la première couronne.....</i>	<i>118</i>
<i>Figure II. 24 : biréfringence de phase calculée en fonction de l'ellipticité d'un ou plusieurs trous de la première couronne</i>	<i>120</i>
<i>Figure II. 25 : évolution spectrale des biréfringences de phase de fibres réelles et de fibres parfaites affectées d'un défaut unique</i>	<i>122</i>
<i>Figure II. 26 : Influence du rapport d'échelle sur la biréfringence de phase calculée à 1540 nm dans la fibre 09_04.....</i>	<i>125</i>
<i>Figure II. 27 : spectre de la source d'ASE raccordée à un amplificateur double gaine.....</i>	<i>126</i>
<i>Figure II. 28 : longueur de battement de la fibre 08_03.....</i>	<i>127</i>
<i>Figure III. 1 : principe de la mesure du retard de phase.....</i>	<i>134</i>
<i>Figure III. 2 : schéma de principe de la méthode d'analyse du spectre cannelé.....</i>	<i>136</i>
<i>Figure III. 3 : phase spectrale et spectre cannelé.....</i>	<i>138</i>
<i>Figure III. 4 : schéma expérimental du dispositif interférométrique mise en oeuvre.....</i>	<i>140</i>
<i>Figure III. 5 : allure du spectre cannelé affiché, pour les trois longueurs du bras d'air différentes.....</i>	<i>143</i>
<i>Figure III. 6 : procédure suivie pour la construction d'un interférogramme</i>	<i>143</i>
<i>Figure III. 7: évolution de la position des interférogrammes en fonction de la longueur d'onde d'analyse.....</i>	<i>144</i>
<i>Figure III. 8 : évolution de l'étalement des interférogrammes en fonction de la largeur de la zone sensible de la photodiode.....</i>	<i>145</i>
<i>Figure III. 9 : spectre utilisé pour les mesures</i>	<i>148</i>
<i>Figure III. 10 : convolution entre la zone sensible de la photodiode et le spectre de la source</i>	<i>149</i>

<i>Figure III. 11 : comparaison entre l'étalonnage prévu par le calcul et les positions de la photodiode relevées à l'aide de la source accordable.....</i>	<i>149</i>
<i>Figure III. 12 : interférogramme typique obtenu avec la source d'ASE amplifiée</i>	<i>151</i>
<i>Figure III. 13 : fenêtre du logiciel utilisé.....</i>	<i>152</i>
<i>Figure III. 14 : résolution du spectroscopie à prisme.....</i>	<i>152</i>
<i>Figure III. 15: influence de la résolution sur l'allure de l'interférogramme</i>	<i>153</i>
<i>Figure III. 16 : égalité des temps de groupe pour l'évaluation de la contribution du banc de mesure</i>	<i>154</i>
<i>Figure III. 17 : courbe de dispersion de la fibre dont les paramètres opto-géométriques sont présentés au tableau III.2.....</i>	<i>156</i>
<i>Figure III. 18 : abscisse du miroir M_1 à l'égalité des temps de groupe lors de la caractérisation de la fibre standard.....</i>	<i>157</i>
<i>Figure III. 19: courbe représentative du polynôme interpolant par les points expérimentaux</i>	<i>157</i>
<i>Figure III. 20: comparaison entre calcul et mesure pour la fibre standard.....</i>	<i>158</i>
<i>Figure III. 21 : contrôle de l'injection après mise en contact du miroir métallique du bras de fibre</i>	<i>160</i>
<i>Figure III. 22: comparaison de deux mesures successives des abscisses du miroir du bras d'air relative à l'égalité des temps de groupe pour un même tronçon de fibre 12_04... </i>	<i>161</i>
<i>Figure III. 23 : images MEB des sections droites des deux tronçons de fibre 12_04 testés..</i>	<i>162</i>
<i>Figure III. 24: abscisse du miroir du bras d'air relative à l'égalité des temps de groupe pour le deuxième tronçon de la fibre 12_04.....</i>	<i>163</i>
<i>Figure III. 25 : courbes de dispersion chromatiques pour la fibre 12_04.....</i>	<i>164</i>
<i>Figure III. 26 : Comparaison entre le calcul et la mesure pour le 1^{er} tronçon de la fibre 12_04</i>	<i>165</i>
<i>Figure III. 27: comparaison entre le calcul et la mesure pour le 2^{ème} tronçon de la fibre 12_04</i>	<i>165</i>
<i>Figure III. 28: abscisse du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe pour la fibre H008.....</i>	<i>167</i>
<i>Figure III. 29 : courbe de dispersion chromatique pour la fibre H008.....</i>	<i>168</i>
<i>Figure III. 30 : comparaison entre les courbes de dispersion chromatique mesurées et calculées pour la fibre H008.....</i>	<i>169</i>
<i>Figure III. 31 : abscisse du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe pour la fibre 11_04.....</i>	<i>170</i>

Figure III. 32: comparaison entre la courbe de dispersion chromatique mesurée et celles calculées pour la fibre 11_04.....	171
Figure III. 33 : abscisse du miroir du bras d'air relative à l'égalité des temps de groupe pour la fibre 08_03	172
Figure III. 34 : comparaison entre la courbe de dispersion chromatique mesurée et celles calculées pour la fibre 08_03.....	173
Figure III. 35 : superposition des quatre courbes de dispersion mesurées	174
Figure IV. 1 : détermination de λ_c par l'observation de la variation de la largeur à $1/e$ du profil d'intensité lumineuse en sortie de fibre	181
Figure IV. 2 : méthode normalisée pour mesurer λ_c dans les fibres standard	182
Figure IV. 3 : dispositif expérimental	184
Figure IV. 4 : spectre typique (a) avec le mode LP_{01} seul (b) en présence des deux modes .	185
Figure IV. 5 : allure de la distribution spatiale de la norme du champ fondamental dans une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$) (a) champ proche (b) champ lointain.....	186
Figure IV. 6 : distribution de l'intensité et polarisation des quatre modes d'ordre supérieur d'une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$) parfaite.....	187
Figure IV. 7 : allure de la distribution de la composante E_x du mode TE_{01} une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$)	188
Figure IV. 8 : intensité du champ lointain correspondant à la composante E_x du mode TE_{01} dans une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$)	189
Figure IV. 9 : répartition des champs des modes d'ordre supérieures dans une FMAS RTI quasi parfaite.....	190
Figure IV. 10 : fente "papillon"	192
Figure IV. 11 : fente numérisée.....	196
Figure IV. 12 : distribution d'intensité (a) du mode LP_{01} (b) du mode LP_{11} simulée pour une fibre standard.....	197
Figure IV. 13 : superposition incohérente des champs lointain du mode fondamental et du deuxième mode	198
Figure IV. 14 : exemples de signaux délivrés par le détecteur lorsque le champ tombant sur le filtre azimutale est composé (a) du mode LP_{01} (b) du mode LP_{01} (70%) et du mode LP_{11} (30%).....	199
Figure IV. 15 : exemples de spectres du signal détecté (a) champ incident composé du mode LP_{01} seul (b) champ incident composé du mode LP_{01} (70%) et du mode LP_{11} (30%)...	199

<i>Figure IV. 16 : D en fonction de la proportion d'énergie portée par le mode fondamental..</i>	200
<i>Figure IV. 17 : distribution du champ des différents modes dégénérés composant le mode LP11 dans une fibre standard et des composantes selon E_x de ces champs</i>	201
<i>Figure IV. 18 : répartition en champ lointain des composantes selon x du mode HE_{11x} et du mode TE_{01} pour la fibre conventionnelle</i>	202
<i>Figure IV. 19 : D en fonction du poids du mode du fondamental et de la longueur d'onde pour la fibre H015</i>	203
<i>Figure IV. 20 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 700nm$ pour la fibre H015</i>	204
<i>Figure IV. 21 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000nm$ pour la fibre H015</i>	204
<i>Figure IV. 22 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1550nm$ pour la fibre H015</i>	205
<i>Figure IV. 23 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000nm$ pour la fibre 11_04.....</i>	206
<i>Figure IV. 24 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000nm$ pour la fibre 12_04.....</i>	206
<i>Figure IV. 25 : spectre relevé à l'analyseur de spectre électrique pour la fibre 11_04 à 860 nm.....</i>	209
<i>Figure IV. 26 : variation de D en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 11_04</i>	210
<i>Figure IV. 27 : variation de D en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 12_04</i>	211
<i>Figure IV. 28 : courbe de D en fonction de la longueur d'onde mesurée pour la fibre H015212</i>	
<i>Figure IV. 29 : longueur de coupure de la fibre H015 en fonction de l'inverse du rayon de courbure</i>	213

Liste des tableaux

<i>Tableau I. 1 : longueur d'onde de coupure du deuxième mode mesurée en fonction des paramètres géométriques [29].</i>	52
<i>Tableau I. 2 : position du zéro de dispersion en fonction des paramètres géométriques dans différentes FMAS.</i>	64
<i>Tableau I. 3 : obtention de dispersion plate.</i>	65
<i>Tableau I. 4 : dégénérescence et non dégénérescence des classes de modes [54].</i>	68
<i>Tableau I. 5 : récapitulatif des résultats de calcul des six premiers modes se propageant dans une FMAS RTI ($\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,8$) à 633 nm [55].</i>	70
<i>Tableau I. 6 : biréfringence de phase et longueur de battement à 1550 nm.</i>	77
<i>Tableau II. 1 : paramètres géométriques des FMAS testées.</i>	96
<i>Tableau II. 2 : BRN des fibres étudiées.</i>	97
<i>Tableau II. 3 : influence du maillage sur les constantes de propagation et sur la biréfringence de phase.</i>	98
<i>Tableau II. 4 : influence d'une erreur de parallaxe de l'image MEB sur la constante de propagation et sur la biréfringence de phase</i>	101
<i>Tableau II. 5 : résultats des mesures.</i>	104
<i>Tableau II. 6 : valeur des rapprochements/éloignements de deux trous opposés de la première couronne produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle</i>	117
<i>Tableau II. 7 : valeur des grossissements/rétrécissements de deux trous opposés de la première couronne produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle</i>	119
<i>Tableau II. 8 : rapport d'ellipticité de deux trous opposés produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle.</i>	121
<i>Tableau II. 9 : mesures et calculs de la biréfringence de groupe et de phase sur la fibre 08_03 et 09_04.</i>	128
<i>Tableau III. 1 : étalonnage de l'axe spectral (ce tableau ne représente qu'une partie des longueurs d'onde repérées).</i>	150
<i>Tableau III. 2 : caractéristiques de la fibre standard.</i>	155
<i>Tableau III. 3: paramètres géométriques des fibres testées.</i>	162
<i>Tableau III. 4 : position du zéro de dispersion des fibres testées</i>	174

Introduction générale

La fibre optique est un guide de lumière qui constitue aujourd'hui le support privilégié pour le transport d'information haut débit. Mais, pour répondre aux besoins sans cesse plus importants engendrés par le développement d'Internet en particulier, il s'avère nécessaire d'améliorer toujours les caractéristiques de propagation dans les fibres, surtout celles relatives à la dispersion des modes de polarisation (PMD) -donc à la biréfringence- et celles concernant la valeur et la pente de la dispersion chromatique sur toute la bande spectrale utilisée (cas des communications "WDM"). Pour cela, les solutions les plus courantes consistent à optimiser les profils d'indice des fibres de silice fabriquées par la technique MCVD. Cependant, avec ce type de fibre, il n'est pas possible d'obtenir, en régime monomode et pour des applications dans le domaine de l'optique non linéaire, une dispersion de guide positive, ce qui a pour conséquence de ne permettre l'annulation de la dispersion chromatique de ces fibres qu'à des longueurs d'onde supérieures à 1270 nm.

Mais au milieu des années 90, une nouvelle génération de fibres est imaginée dans le but d'obtenir un guidage par bande interdite photonique. Le cœur de ces fibres est en silice pure, et la gaine optique est constituée d'un arrangement régulier de microcanaux d'air dans une matrice de silice. Ces fibres aujourd'hui connues sous le nom de "fibres microstructurées air-silice" (FMAS), guident en fait la lumière, le plus souvent, par réflexion totale interne, comme les fibres classiques. Cependant, il a été rapidement démontré qu'elles pouvaient fonctionner en régime monomode sur une bande spectrale beaucoup plus large que les fibres usuelles et qu'elles pouvaient présenter des caractéristiques de dispersion tout à fait originales. C'est pour cette raison qu'elles ont très rapidement suscité un fort intérêt dans la communauté scientifique internationale.

A la suite des premiers résultats publiés par l'équipe de P.St.J. Russel à Bath en 1996, l'équipe d'optique guidée et intégrée de l'IRCOM s'est engagée sur ce thème dès 1998 par des travaux de modélisation (démonstration du potentiel de la méthode des éléments finis pour prévoir de manière fiable les caractéristiques de propagation des FMAS en fonction du pas et du diamètre des trous) et réalisation (mise en place de protocoles pour fabriquer des FMAS répondant au mieux à un cahier de charges prédéfini). Mais préalablement au développement concret d'applications, il est aussi apparu indispensable de combler le manque relevé dans la littérature concernant la mise au point de méthodes de caractérisation adaptées à ce type de fibre.

En effet, si les modèles permettent de prévoir les propriétés de propagation de structures idéales (forme de trous circulaires, positionnement et taille réguliers, etc...) très peu de travaux de modélisation ou de mesures avaient été effectués sur des structures réelles. En

particulier, trois paramètres importants, nécessitaient une étude approfondie : la biréfringence et la dispersion chromatique des FMAS opérant en régime monomode ainsi que la longueur d'onde de coupure du deuxième mode dans les FMAS à forte proportion d'air dans la gaine. Le choix de l'étude de ces caractéristiques a été dicté par l'existence de questions non résolues, pourtant essentielles, pour chacun d'eux. Concernant la biréfringence, on sait qu'elle est directement liée à la PMD qui doit être combattue dans les fibres pour les télécommunications. Dans les FMAS, ses causes, son ampleur et son évolution en fonction de la longueur d'onde sont très mal connues et expliquées. La sensibilité de la dispersion chromatique aux paramètres géométriques des FMAS est prévue par le calcul sur des structures parfaites mais très peu d'études approfondies concernent des fibres réelles. Enfin, à notre connaissance, aucune méthode rigoureuse n'existe pour analyser le franchissement de la coupure des modes d'ordre supérieurs quand la longueur d'onde augmente et pour mesurer la longueur de coupure du deuxième mode. C'est donc pour apporter une contribution à la métrologie relative à ces trois points que nous avons engagé les travaux présentés dans ce manuscrit, divisé en quatre chapitres.

Le chapitre I, à caractère bibliographique, présentera d'abord de manière générale les caractéristiques de propagation non conventionnelles des FMAS. Puis on dressera un état de l'art des principaux travaux relatifs à la métrologie de ces fibres, afin de mettre en évidence les lacunes existantes et de fixer les objectifs de notre recherche.

Le deuxième chapitre traitera de la biréfringence des FMAS réelles. Nous mesurerons d'abord la biréfringence de groupe de différentes FMAS fabriquées au laboratoire ou à Alcatel (FMAS à petit cœur ou FMAS à grand pas) à l'aide d'un banc que nous avons assemblé et dont nous aurons préalablement évalué les performances. Parallèlement, nous calculerons à l'aide d'un logiciel du commerce basé sur la méthode des éléments finis, la biréfringence de phase de ces fibres en tenant compte de leur section droite réelle. Nous en déduirons la biréfringence de groupe que nous comparerons aux résultats de nos mesures. Grâce à l'analyse des résultats de mesures et de simulations, nous chercherons à expliquer l'origine de biréfringences anormalement élevées, relevées dans différentes FMAS à symétrie de $\pi/3$ apparente. Nous proposerons aussi une observation de l'évolution de la biréfringence au cours de cycles thermiques imposés aux fibres sous test pour identifier une éventuelle contribution des contraintes anisotropes à cette biréfringence.

Nous consacrerons le troisième chapitre à l'étude de la dispersion chromatique des FMAS réelles. Comme dans le chapitre précédent nous choisirons une approche d'abord expérimentale puis nous chercherons à expliquer nos observations par des simulations. Pour

les mesures nous adopterons un banc développé autour d'un interféromètre de Michelson, qui permet de mesurer l'évolution des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. Le calcul de la dispersion sera fait quant à lui à partir de l'évolution spectrale des indices effectifs des modes de polarisation. Notre travail aura pour objectif de quantifier, sur des cas concrets, l'influence des petits changements des paramètres géométriques des fibres sur la dispersion et d'en tirer des conclusions utiles aux fabricants.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous aborderons une mesure qui n'a été traitée, jusqu'à présent, que par le biais d'observations qualitatives complétées par un nombre réduit de travaux théoriques. Il s'agit pourtant de la mesure d'un paramètre essentiel quand on envisage, ce qui est le cas le plus courant, de travailler en régime monomode : la longueur d'onde de coupure des modes d'ordres supérieurs (λ_c). Nous montrerons d'abord que les techniques usuelles employées pour les fibres classiques, et en particulier la technique préconisée par la norme ITU G650, sont inopérantes dans le cas des FMAS. Dans un deuxième temps, nous présenterons une méthode originale, imaginée à l'IRCOM il y a quelques années, basée sur l'analyse azimutale du champ lointain émergent de la fibre sous test. Nous nous donnerons pour but d'adapter cette méthode au cas des FMAS, en particulier en déterminant un critère de mesure de λ_c en accord avec celui de la norme ITU G650. Grâce à l'analyse des résultats de mesures effectués sur différents échantillons de fibres réelles nous chercherons à améliorer la compréhension du phénomène de coupure dans ces fibres non conventionnelles.

Chapitre I : les FMAS

I Introduction

Les FMAS sont une classe de fibres optiques constituées d'un arrangement de trous d'air parallèles à l'axe dans d'une matrice de silice, dont les toutes premières ont été proposées par Kaiser et al. aux Bell Labs en 1974. L'objectif était à l'époque d'obtenir un fort guidage dans un cœur de silice entouré d'une gaine optique à très forte proportion d'air. Mais ces fibres, très multimodes, n'ont pas suscité d'intérêt particulier dans la communauté scientifique car elles n'apportaient pas de progrès sensible en terme de propagation. De plus leur raccordement aux fibres classiques était très délicat.

Les travaux sur les FMAS ont été relancés dans les années 90, en vue de réaliser des structures à bande interdite photonique (BIP). Ils ont très rapidement conduit à mettre en lumière des propriétés insoupçonnées dans les FMAS, même en l'absence d'effet BIP. C'est l'étude de ces propriétés et leur exploitation qui sont à l'origine de l'extraordinaire engouement dont les FMAS font l'objet depuis une dizaine d'années.

Le but de ce chapitre est de proposer une présentation générale des FMAS, qui nous permettra de préciser le contexte dans lequel s'est située l'étude développée dans ce manuscrit. Après avoir montré que deux types de guidage peuvent opérer dans les FMAS (BIP ou réflexion totale interne (RTI)), nous décrirons les techniques mises en œuvre pour fabriquer ce type de fibre, ce qui nous permettra de préciser les caractéristiques opto-géométriques accessibles. Ensuite, nous passerons en revue les propriétés de propagation originales des FMAS RTI et nous présenterons un rapide état de l'art sur les caractérisations publiées sur ce type de fibre.

En particulier, une détermination précise du contenu modal et des conditions de propagation monomode est nécessaire. En outre, en régime monomode, la dispersion chromatique et la biréfringence sont deux paramètres qui jouent un rôle clef dans de multiples applications. C'est pourquoi il est indispensable, pour l'utilisateur, d'en connaître la valeur avec précision et justesse et pour le concepteur des fibres de savoir les ajuster. Afin de répondre à ces questions essentielles, l'objectif de cette thèse est de proposer une analyse fine de la dispersion chromatique et de la biréfringence dans les FMAS, grâce à une étude numérique et expérimentale approfondie. Un dernier volet consistera à étudier expérimentalement les conditions de coupure du second mode dans des FMAS à forte proportion d'air.

II Deux types de guidage

Le terme générique de "FMAS" regroupe deux catégories de fibres qui se distinguent par les mécanismes de guidage différents qu'elles mettent en jeu : soit un effet de bande interdite photonique dans la gaine, soit la réflexion totale interne. Ces deux types de fibres sont décrits dans la suite de ce chapitre.

II.1 FMAS BIP

La "renaissance" des fibres microstructurées remonte à 1995 lorsqu'un groupe de chercheurs britanniques animé par P. S^t. J. Russel (Université de Bath), se propose d'appliquer, dans le domaine des fibres optiques, la notion de Bande Interdite Photonique (BIP) [1]. Ce mécanisme est déjà connu et mis en œuvre pour guider la lumière dans les cristaux photoniques pour l'optique intégrée. Le but est de concevoir une structure dans laquelle le photon joue le même rôle que l'électron dans un semi-conducteur. Une BIP est une bande spectrale telle qu'une onde à une longueur d'onde comprise dans cette bande ne peut pas se propager dans la structure. L'effet recherché est une résonance transverse dans la gaine optique de la fibre qui maintiendrait la lumière dans une zone centrale (le "cœur") et assurerait son confinement. La propagation se ferait alors dans la direction axiale, invariante. Les premières fibres basées sur ce principe possèdent une gaine optique composée d'une succession de couches transparentes d'indices alternativement haut et bas semblables à un réseau de Bragg à une dimension (d'où le nom de "fibres de Bragg" qui leur a été attribué) [2]. Cette structure permet la formation d'interférences constructives entre les composantes de l'onde lumineuse réfléchies aux interfaces entre les couches. Ces diverses réflexions empêchent la propagation de la lumière radialement et assurent un confinement au centre du réseau de Bragg radial (figure I.1 (a)). Comme le mécanisme de propagation de la lumière ne s'appuie pas sur la notion habituelle de réflexion totale interne, l'indice de la zone où est confinée la lumière (le "cœur"), peut être plus bas que ceux des couches de la gaine optique qui l'entoure le cœur. Nous verrons par la suite les nombreuses applications liées à cette propriété.

Dans le projet de P. S^t. J. Russel, l'alternance de couches concentriques d'indices haut et bas dans la gaine optique des fibres de Bragg est remplacé par un arrangement triangulaire (figure I.1(b)) ou hexagonal (encore appelé "en nid d'abeilles" (figure I.1(c)) extrêmement régulier de canaux d'air parallèles à l'axe dans une matrice de silice. Ces structures périodiques sont résonantes transversalement à certaines longueurs d'onde et possèdent donc

des bandes interdites photoniques. Dans une fibre optique elles constitueront la gaine confinant la lumière, alors qu'un défaut créé au milieu constituera le coeur. Ce dernier est réalisé en supprimant un microcanal d'air dans une matrice triangulaire, ou au contraire en ajoutant un microcanal supplémentaire dans une matrice hexagonale. Le pas de la structure, qui correspond à la distance séparant les centres de deux trous voisins, est noté Λ , tandis que le diamètre des trous est noté d . Dans la suite ces fibres seront appelées FMAS BIP.

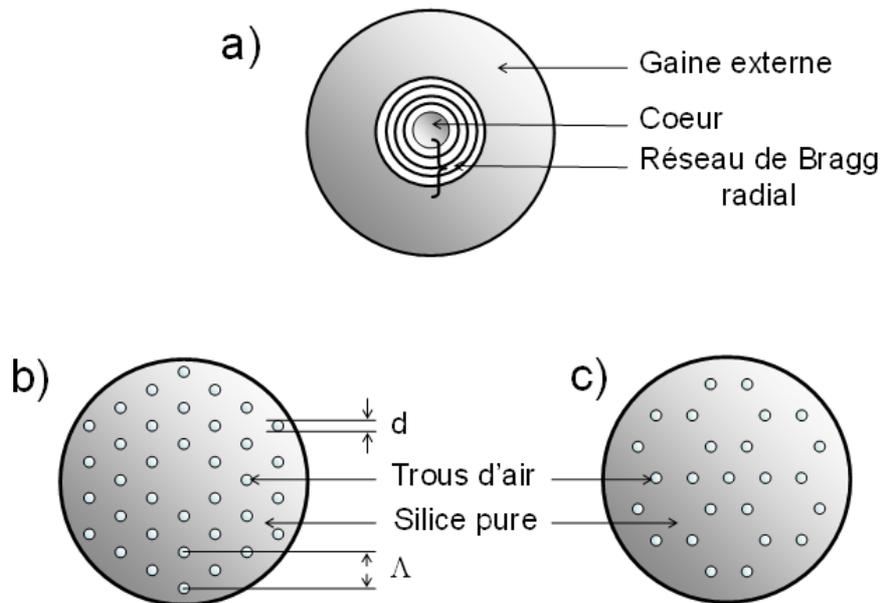


Figure I. 1 : Schéma de sections transverses (a) d'une fibre de Bragg, (b) d'une FMAS BIP à arrangement triangulaire et (c) hexagonal

En 1995, il est démontré pour la première fois qu'une FMAS peut présenter de véritables BIP malgré le faible contraste d'indice entre les deux milieux ($\approx 0,45$). Ceci provient du fait que dans les FMAS BIP la propagation ne s'effectue pas perpendiculairement à la direction d'invariance du réseau comme dans les cristaux photoniques, mais parallèlement à celle-ci. Les conditions sur le contraste d'indice entre le milieu hôte et l'air, ainsi que sur la proportion d'air nécessaire sont ainsi relâchées [3]. L'onde lumineuse injectée dans une FMAS BIP est réfléchiée par la gaine microstructurée périodique et se retrouve confinée transversalement dans la région où la périodicité est brisée (zone du défaut constituant le coeur). Un mode transverse peut donc s'installer dans le coeur et être guidé dans la direction z [4][5][6]. Les longueurs d'onde (λ) centrales rejetées par le matériau BIP dépendent de la période du cristal et de la proportion d'air ($\lambda \approx 2\Lambda$) [7].

L'un des attraits majeurs des FMAS BIP est que le guidage peut être effectué dans un cœur d'indice bas : ce cœur peut par exemple être un trou rempli d'air ou d'un autre gaz.

Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'onde où la silice est peu transparente [8][9]. En remplaçant l'air par un autre gaz (H_2 , Xe), on peut fortement limiter ou au contraire exacerber les effets non linéaires [10].

L'une des applications du guidage de la lumière dans une telle fibre est le transport de forte puissance sans endommager la structure [11].

En 1997, P. S^t. J. Russel et son groupe croit fabriquer pour la première fois une FMAS BIP [12][13]. Pourtant le diamètre des trous est variable, (entre 0,2 et 1 μm), et ils sont espacés d'un pas de 2,3 μm ce qui donne une proportion d'air dans la gaine assez faible. La caractérisation de cette fibre a montré par la suite que le mécanisme de propagation de la lumière ne reposait pas sur l'effet BIP mais sur la réflexion totale interne. Pourtant cette fibre présentait des caractéristiques de propagation tout à fait originales qui ont très rapidement suscitées un immense intérêt. Cela sera explicité dans le prochain paragraphe.

II.2 FMAS à guidage par réflexion totale interne modifiée

Comme nous l'avons indiqué plus haut, les raisons pour lesquelles la FMAS fabriquée en 1997 par l'équipe de P S^t J Russel n'a pas donné les résultats escomptés (guidage par BIP) étaient que la régularité du réseau cristallin n'était pas suffisante et que la proportion d'air dans la gaine était trop faible pour permettre l'existence d'une BIP. Pourtant, la lumière se propageait de 337 nm jusqu'à 1550 nm en régime monomode [14]. La propagation était assurée grâce à la différence d'indice positive entre le cœur (la silice pure) et la gaine optique (il s'agissait d'un arrangement triangulaire de canaux d'air dans la silice) (voir figure I.2). En effet, la présence d'air dans cette gaine a pour conséquence de diminuer son indice moyen. L'onde lumineuse est donc guidée par réflexion totale interne dans une zone d'indice élevé entourée d'un milieu d'indice moyen plus faible, comme dans le cas classique des Fibres à Saut d'Indice (FSI). Toutefois, il n'existe pas d'interface clairement définie entre le cœur et la gaine comme il en existe dans les FSI [15]. C'est pourquoi le mode de guidage qui permet la propagation dans les FMAS dépourvues de BIP est appelé "guidage par réflexion totale interne modifiée".

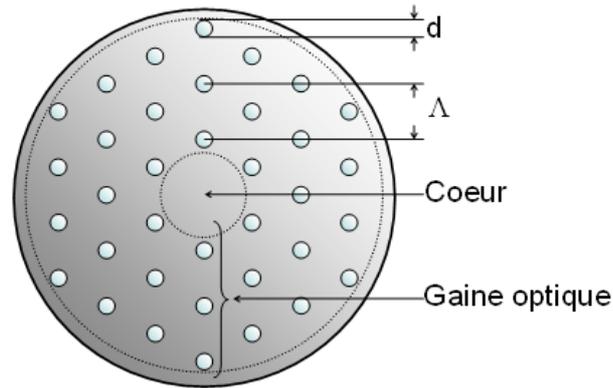


Figure I. 2 : schéma descriptif d'une FMAS RTI à arrangement triangulaire

Dans la suite de ce manuscrit, nous travaillerons exclusivement sur des FMAS RTI à arrangement triangulaire que nous nommerons simplement "FMAS RTI" ("arrangement triangulaire" sera sous entendu).

Nous allons maintenant décrire le processus de fabrication des FMAS.

III Fabrication

La première fabrication a été réalisée dans les laboratoires de l'Université de Bath en 1996 [14]. La technique employée est celle de l'assemblage-étirage ("Stack and Draw") qui consiste à étirer à haute température un arrangement de capillaires et de barreaux de silice. Ce procédé, utilisé dans notre laboratoire, est décrit dans ce chapitre.

La réalisation des FMAS se fait en plusieurs étapes.

La première étape consiste à réaliser un arrangement de tubes capillaires à l'intérieur d'un tube de maintien, comme le montre la figure I.3. Ces capillaires sont sélectionnés en fonction de leurs diamètres intérieur et extérieur. Ils proviennent soit du commerce soit d'étirages effectués au laboratoire à partir de tubes de grande section. Un ou plusieurs capillaires au centre sont remplacés par des barreaux de silice afin de former le cœur. On s'attend à ce que le nombre de trous et leur disposition dans cet arrangement soient conservés dans la fibre étirée. Cependant les conditions d'étirage (température, pressions interne et externe) peuvent modifier la taille et la forme de ces trous.

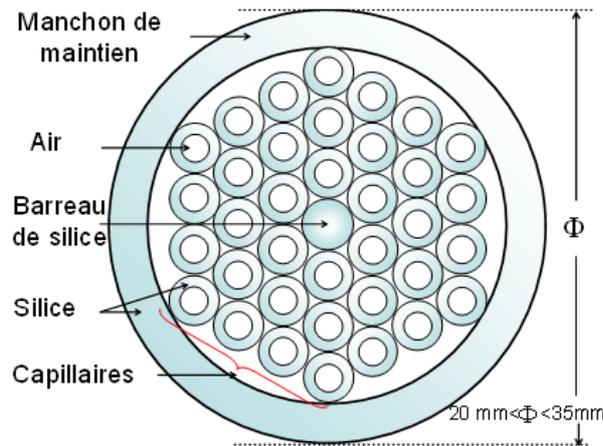


Figure I. 3 : arrangement de la préforme primaire

Bien que la régularité de l'arrangement ne soit pas indispensable à l'obtention d'un guidage RTI, elle est recherchée pour deux raisons. La première est que dans une distribution aléatoire de trous apparaissent des zones de silice plus larges susceptibles de se comporter comme autant de "cœurs" dans lesquels la lumière peut se coupler. D'autre part, il est hautement improbable qu'une fibre comportant un arrangement de trous quelconque présente des caractéristiques de propagation pouvant répondre à un cahier des charges initialement fixé. Autrement dit, la fibre doit ressembler le plus fidèlement possible aux structures régulières sur lesquelles sont basées les simulations numériques qui permettent, connaissant les caractéristiques de propagation visées, de définir les paramètres géométriques à atteindre. Les trous interstitiels entre les capillaires présents dans l'arrangement initial devront être rebouchés lors de l'étirage. Pour cela, on chauffe une extrémité de cet arrangement afin de rendre solidaires les capillaires mais aussi de les reboucher. On réalise ensuite une opération de verrerie qui consiste à enfermer une extrémité du manchon de maintien dans une ampoule de silice afin de pouvoir contrôler ultérieurement la pression différentielle entre l'intérieur des capillaires et les interstices lors du fibrage. L'ensemble constitue la préforme primaire à partir de laquelle vont être étirées des cannes microstructurées aux dimensions extérieures millimétriques (figure I.4 (a)). Cette première réduction d'échelle homothétique est effectuée grâce à une tour de fibrage équipée d'un système d'entraînement par galets et d'un dispositif de coupe de capillaires. Le contrôle des dimensions (diamètre extérieur des cannes, pas et diamètre des trous de la structure interne) repose sur la maîtrise de la rhéologie de la silice pendant l'étirage. Les vitesses de descente de la préforme et de fibrage, la température du four et les différences de pression dans la préforme sont autant de paramètres qui doivent être maîtrisés avec précision pour obtenir une canne microstructurée de qualité requise.

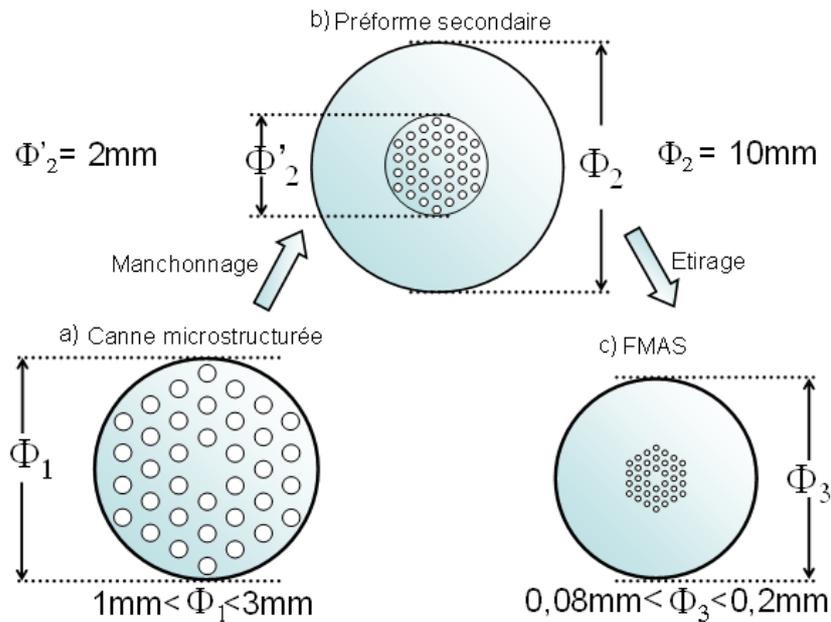


Figure I. 4 : canne microstructurée, préforme secondaire et FMAS

L'étape suivante consiste à manchonner la canne microstructurée dans un tube à bord épais pour constituer la "préforme secondaire" d'environ dix millimètres de diamètre (figure I.4 (b)). Finalement celle-ci est étirée sur une seconde tour de fibrage qui dispose d'un tambour d'enroulement et d'un système d'enduction qui permet de protéger la fibre par une gaine polymère. La fibre obtenue mesure typiquement 125 μm de diamètre extérieur (figure I.4 (c)).

Ce fibrage en deux étapes est indispensable pour obtenir un rapport d'échelle important entre les motifs de la préforme primaire et ceux de la fibre.

Aux longueurs d'onde de transparence de la silice, la taille des trous dans la gaine doit être de l'ordre du micron, voire submicronique, pour obtenir les caractéristiques de propagation voulues. Cela signifie que le rapport d'échelle entre les trous des capillaires de la préforme primaire et ceux de la fibre doit être très grand (supérieur à 1000). C'est pourquoi le fibrage en deux étapes avec remanchonnage de la canne microstructurée intermédiaire est une opération indispensable.

Au cours de la seconde étape de fibrage, la température apparaît comme un paramètre très critique, qui doit être parfaitement maîtrisé [16]. En effet, à température trop basse, la trop forte viscosité de la silice peut conduire à la rupture de la fibre. A mesure que la température augmente, la viscosité de la silice diminue et la pression des canaux d'air augmente, ce qui a une forte influence sur la dimension des trous dans la fibre finale. Au-delà d'une certaine température on constate même qu'une partie ou la totalité des trous peut

disparaître, conséquence d'une trop faible viscosité de la silice. Comme la température, les vitesses de descente de la préforme dans le four et la vitesse d'enroulement de la fibre sont aussi des paramètres dont dépendent les caractéristiques géométriques de la fibre étirée [16].

La figure I.5 représente la section transverse d'une des fibres étudiées dans cette thèse. Ses paramètres géométriques sont $d=2 \mu\text{m}$ et $\Lambda=3,25 \mu\text{m}$. Le diamètre extérieur de la fibre est de $125 \mu\text{m}$. Elle comporte 4 couronnes de trous dans la gaine.

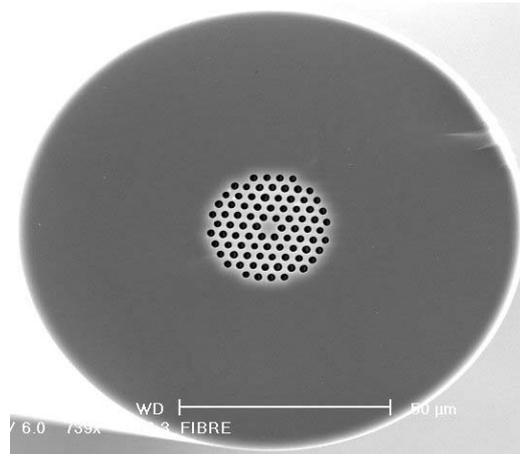


Figure I. 5 : exemple d'image de la section transverse d'une fibre réalisée à l'IRCOM

La réalisation des FMAS demande donc la maîtrise de paramètres physiques (température, pression) qui sont interdépendants. On verra par la suite du manuscrit comment on met en relation les conditions de fabrication avec les résultats des caractérisations obtenus. Le processus de fabrication décrit dans ce paragraphe s'applique aussi bien aux FMAS BIP qu'aux FMAS RTI.

Le prochain paragraphe est dédié à la description des caractéristiques de propagation spécifiques des FMAS RTI.

IV Caractéristiques de propagation des FMAS RTI

IV.1 Notion d'indice moyen de gaine - domaine spectral de propagation monomode

Dans ce paragraphe nous allons faire apparaître les principales caractéristiques des FMAS RTI en réalisant une analogie avec les FSI [15].

Une FSI est composée d'un cœur d'indice $n_{\text{cœur}}$ entouré d'une gaine d'indice plus faible n_{gaine} . Elle peut guider par RTI des modes transversalement confinés dans son cœur si leur constante de propagation axiale vérifie :

$$k_0 n_{\text{gaine}} < \beta < k_0 n_{\text{cœur}} \quad \text{I. 1}$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide. Il est égal à :

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{I. 2}$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide.

On associe à chaque mode un indice effectif n_{eff} tel que :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad \text{I. 3}$$

Dans la plupart des cas la gaine optique des FSI est en silice pure c'est-à-dire que son indice vaut 1,444 à 1550 nm. Le cœur est dopé afin d'augmenter son indice par rapport à celui de la gaine (une différence d'indice de $3 \cdot 10^{-3}$ à 1550 nm est obtenue avec un cœur en silice dopé avec 2% de germanium). L'indice de gaine dans une FSI varie spectralement de la même manière que celui du cœur de sorte que la différence d'indice est peu sensible à la longueur d'onde. L'ouverture numérique (relation I.4) est aussi quasi invariante avec la longueur d'onde.

$$O.N = \sqrt{n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{I. 4}$$

La fréquence spatiale normalisée d'une FSI est définie à la relation I.5.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sqrt{n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{I. 5}$$

où a représente le rayon du cœur.

La condition de propagation monomode dans une FSI est $V < V_{\text{lim}} = 2,405$.

Comme V augmente lorsque la longueur d'onde diminue, la fibre perd son caractère monomode en dessous d'une certaine longueur d'onde de travail. La longueur d'onde de coupure du deuxième mode, notée λ_c , correspond à la limite spectrale en dessous de laquelle la fibre devient multimode.

La structure des FMAS RTI est plus complexe et la définition d'indice de réfraction pour la gaine est moins aisée car la gaine optique est un milieu hétérogène composé de canaux d'air dans une matrice en silice. On définit alors un indice effectif de gaine souvent appelé n_{FSM} (FSM pour "Fundamental Space filling Mode") [17] (expression I.6). Il est égal à l'indice effectif du mode fondamental qui se propagerait dans la microstructure de la gaine optique de

dimension infinie en l'absence de défaut. Il s'agit du mode qui possède la plus grande fraction d'énergie localisée dans la silice pure. Par conséquence, la constante de propagation de ce mode est la plus élevée parmi toutes celles qui sont associées aux modes pouvant se propager dans cette gaine infinie et sans défaut.

$$n_{FSM} = \frac{\iint n^2 |E|^2 dS}{\iint E^2 dS} - \frac{\iint \left| \frac{dE}{dr} \right|^2 dS}{k_0^2 \iint E^2 dS} \quad \text{I. 6}$$

avec E le champ électrique, n l'indice de la silice ou du matériau remplissant les trous suivant le point de la section droite considérée, S la surface d'une cellule élémentaire de cette section droite et r la distance au centre de la fibre.

Lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique s'étend de plus en plus loin dans la gaine et pénètre de plus en plus profondément dans les canaux d'air. L'indice de gaine décroît alors et tend vers une valeur minimale $(f + (1-f)n_{silice}^2)^{1/2}$ avec f la fraction d'air $(f \neq 0,91(d/\Lambda)^2)$. Au contraire aux courtes longueurs d'onde, le champ est fortement confiné dans le cœur de silice et n_{FSM} augmente en tendant vers n_{silice} [18] [19].

On constate donc que contrairement au cas des FSI, la différence d'indice entre le cœur et la gaine optique est une fonction de la longueur d'onde. Plus précisément cette différence d'indice décroît lorsque la longueur d'onde diminue.

Par analogie avec la condition I.1 s'appliquant aux modes des FSI, l'indice effectif n_{eff} de tout mode se propageant dans une FMAS RTI vérifie :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_{cœur} \quad \text{I. 7}$$

L'évolution spectrale de n_{FSM} dépend fortement des paramètres d et λ . La fréquence spatiale normalisée dans une FMAS, donnée par l'expression I.8, évolue donc d'une manière très différente de celle décrite dans le cas des FSI.

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eq} \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{FSM}^2} \quad \text{I. 8}$$

où a_{eq} représente le rayon du cœur qui reste à définir puisque dans une FMAS RTI le cœur n'a pas de limite physique précise. Certains auteurs ont choisi de poser $a_{eq} = \Lambda$ [17]. Dans ce cas la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode, qui était notée V_{lim} dans le cas des FSI et qui est notée V_{co} pour les FMAS RTI, est égale à π [19]. Pour conserver, pour les FMAS RTI, la même valeur de V_{co} que pour les FSI (c'est-à-dire 2,405), on montre qu'il

faut choisir $a_{\text{eq}} = 0,64 \Lambda$ [18]. Cette approche est tout à fait valide pour $d/\Lambda < 0,4$. Elle est plus approximative au-delà. Le domaine spectral de fonctionnement monomode d'une FMAS RTI peut être identifié grâce aux courbes montrées sur la figure I.6.

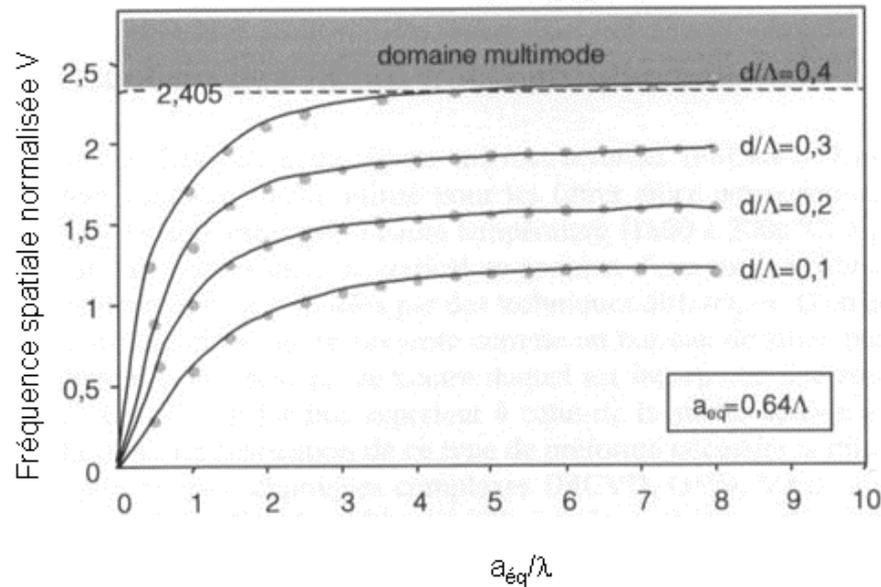


Figure I. 6 : fréquence spatiale normalisée en fonction de la longueur d'onde

La valeur choisie pour a_{eq} qui nous a permis de tracer ce réseau de courbes est $0,64 \Lambda$. La valeur limite V_{co} séparant le domaine monomode et multimode est donc 2,405.

V tend par valeurs inférieures vers une limite qui ne dépend pas de λ mais seulement du rapport d/Λ . Comme on l'a vu précédemment, lorsque λ diminue, le champ a tendance à être confiné dans le cœur ce qui a pour conséquence de diminuer le terme $\sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{FSM}}^2}$ dans l'expression I.8 car n_{FSM} tend vers $n_{\text{cœur}}$. Cette diminution s'oppose à l'augmentation de V induite par l'évolution croissante de $1/\lambda$. Sur la figure I.6 on constate que certaines courbes restent en dessous de la limite $V_{co} = 2,405$ quelle que soit la longueur d'onde. Ce sont celles pour lesquelles le rapport d/Λ est inférieur à 0,35. Elles correspondent à des fibres à faible proportion d'air dans la gaine. Ces fibres sont donc monomodes quelle que soit la longueur d'onde [15]. Dans ce cas, le faible confinement du champ peut conduire à des pertes élevées. Nous allons maintenant passer en revue les causes de pertes dans les FMAS RTI.

IV.2 Pertes dans les FMAS RTI

IV.2.1 Pertes par courbure en régime monomode

Lorsque la proportion d'air diminue, ce qui équivaut à dire que le rapport d/Λ diminue aussi, la fréquence spatiale normalisée s'éloigne de la limite V_{co} . L'indice n_{FSM} se rapproche alors de celui du cœur et l'efficacité du guidage diminue, ce qui augmente les pertes par courbure [20]. Nous avons déjà indiqué plus haut que, dans une FMAS RTI donnée (d/Λ fixé), une diminution de la longueur d'onde de travail amène un meilleur confinement du champ et une augmentation de l'indice de gaine n_{FSM} qui se rapproche de $n_{cœur}$ par valeurs inférieures. Dans ce cas aussi, l'efficacité du guidage diminue et les pertes par courbure augmentent [20]. Le domaine spectral d'utilisation des FMAS RTI est de ce fait limité du côté des courtes longueurs d'onde. Vers les grandes longueurs d'onde, l'extension du champ est de plus en plus importante dans la gaine et le confinement devient insuffisant (pertes de confinement). Ce paragraphe a pour but de donner des éléments permettant une évaluation quantitative des pertes par courbure et des pertes de confinement dans les FMAS RTI en fonction des paramètres géométriques d et Λ , et en fonction de la longueur d'onde.

Il est nécessaire de connaître l'influence du rayon de courbure sur les pertes des fibres optiques en fonction de la longueur d'onde, en particulier pour évaluer la possibilité de conditionner celles-ci dans des dispositifs à encombrement réduit. Une limitation de l'encombrement de dispositifs nécessite en effet que les fibres soient enroulées avec un rayon de courbure le plus petit possible. Concernant les FMAS RTI les questions qui se posent sont donc : dans quelle mesure sont elles sensibles aux pertes par courbure ? Ces pertes limitent-elles le domaine spectral d'utilisation de ces fibres ?

Pour calculer les pertes par courbure des FMAS RTI, on peut exploiter le modèle établi pour les fibres à profil arbitraire [21]. Ce modèle donne le coefficient de pertes exprimé grâce à la formule suivante [21] :

$$2\alpha = \frac{\sqrt{\pi} A^2 a \exp\left(\frac{-4 \Delta w^3 R}{3 a V^2}\right)}{4 P w \sqrt{\frac{w R}{a} + \frac{V^2}{2 \Delta w}}} \quad \text{I. 9}$$

où :

- V est la fréquence spatiale normalisée
- a représente le rayon du cœur

- Δ est donné par :

$$\Delta = \frac{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2}{2n_{\text{coeur}}^2} \quad \text{I. 10}$$

- α est le coefficient des pertes par courbures en champ
- A est l'amplitude du champ électrique dans la gaine [21]
- P est la puissance transportée par le mode fondamental multipliée par l'impédance du vide
- R est le rayon de la courbure appliquée à la fibre
- w est la constante de propagation transverse normalisée dans la gaine [21] :

$$w = a\sqrt{\beta^2 - k^2 n_{\text{gaine}}^2} = \sqrt{V^2 - a^2(k^2 n_{\text{coeur}}^2 - \beta^2)} \quad \text{I. 11}$$

D'une part, on peut adapter la relation I.9 aux FMAS RTI en remplaçant respectivement w, Δ , V et a par w_{eff} , Δ_{eff} , V_{eff} et a_{eq} et en faisant l'approximation suivante, mentionnée dans la référence [22]:

$$A^2 / P = 1 / A_{\text{eff}} \quad \text{I. 12}$$

où A_{eff} représente l'aire effective du mode fondamental.

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\iint_{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint_{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad \text{I. 13}$$

avec E(x,y) le champ électrique du mode fondamental.

D'autre part, on remplace dans les expressions I.10 et I.11 n_{gaine} par n_{FSM} :

$$w_{\text{eff}} = a\sqrt{\beta^2 - k^2 n_{\text{FSM}}^2} = \sqrt{V^2 - a^2(k^2 n_{\text{coeur}}^2 - \beta^2)} \quad \text{I. 14}$$

$$\Delta_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{FSM}}^2}{2n_{\text{coeur}}^2} \quad \text{I. 15}$$

De manière empirique, la valeur de $a_{\text{eq}} = 0,64 \Lambda$ [20].

La relation I.9 devient alors :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\pi} a_{\text{eq}} \exp\left(\frac{-4 \Delta_{\text{eff}} w_{\text{eff}}^3 R}{3 a V_{\text{eff}}^2}\right)}{8 A_{\text{eff}} w_{\text{eff}} \sqrt{\frac{w_{\text{eff}} R}{a_{\text{eq}}} + \frac{V_{\text{eff}}^2}{2 \Delta_{\text{eff}} w_{\text{eff}}}}} \quad \text{I. 16}$$

On définit aussi un rayon de courbure, appelé rayon critique, en dessous duquel les pertes croissent de manière abrupte. Ce rayon a pour expression [15]:

$$R_c = \frac{8\pi^2 n_{coeur}^2 \Lambda^3}{\lambda^2 w_{eff}^3} \quad \text{I. 17}$$

Les pertes par courbure d'une FMAS RTI caractérisée par $d=2,4 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 7,8 \mu\text{m}$, ont été calculées en fonction de la longueur d'onde pour trois rayons de courbure différents à l'aide de la relation I.16. Les courbes correspondantes sont présentées sur la figure I.7.

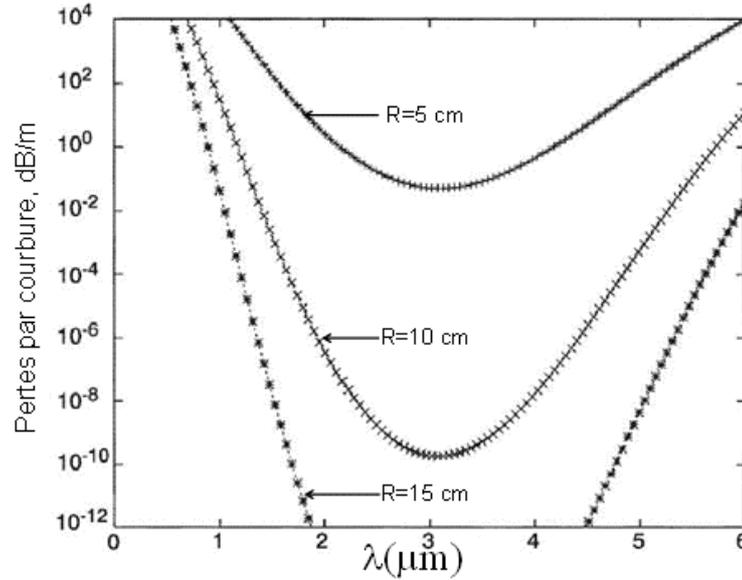


Figure I. 7 : pertes de courbure en fonction de la longueur d'onde d'une FMAS RTI ayant pour diamètre de trous $2,4 \mu\text{m}$ et un pas de $7,8 \mu\text{m}$ [20]

Dans les FSI, les pertes par courbure augmentent continûment avec la longueur d'onde, avec une pente de plus en plus importante. Elles présentent donc "un front de pertes" aux grandes longueurs d'onde. En ce qui concerne les FMAS RTI, on montre qu'aux grandes longueurs d'onde w_{eff}^2 décroît plus vite que λ^{-2} lorsque λ augmente [23], ce qui a pour conséquence une augmentation des pertes avec la longueur d'onde. Ce comportement spectral des pertes est similaire à celui observé dans les FSI.

Dans les FMAS RTI, du côté des basses longueurs d'onde, w_{eff} et V_{eff} tendent asymptotiquement vers les limites exprimées ci-dessous :

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} w_{eff} = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sqrt{V_{eff}^2 - \rho_{eq}^2 (k_0^2 n_{coeur}^2 - \beta^2)} \approx V_{eff} \quad \text{I. 18}$$

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} V_{eff} = k \rho_{eq} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{SFM}^2} \quad [24] \quad \text{I. 19}$$

Dans ces conditions, les pertes par courbure prennent la forme :

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} 2\alpha = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi} A^2 a_{eq} \exp\left(\frac{-8\pi\Delta_{eff}R}{3}\right)}{8\pi a_{eq} P \sqrt{2\pi R + \frac{\pi a_{eq}}{\Delta_{eff}}}} = \infty \quad [20] \quad \text{I. 20}$$

L'expression I.20 montre que lorsque $\lambda \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow \infty$.

Il existe donc un "front de pertes" du côté des courtes longueurs d'onde en deçà duquel ces pertes deviennent trop importantes pour une application réaliste.

Plusieurs séries de mesures [20][24] ont confirmé la présence de ce front de pertes aux courtes longueurs d'onde comme le montre la figure I.8. La fibre caractérisée possède les mêmes paramètres géométriques que la fibre qui a fait l'objet des calculs présentés à la figure I.7 ($d=2.4 \mu\text{m}$, $\Lambda = 7.8 \mu\text{m}$).

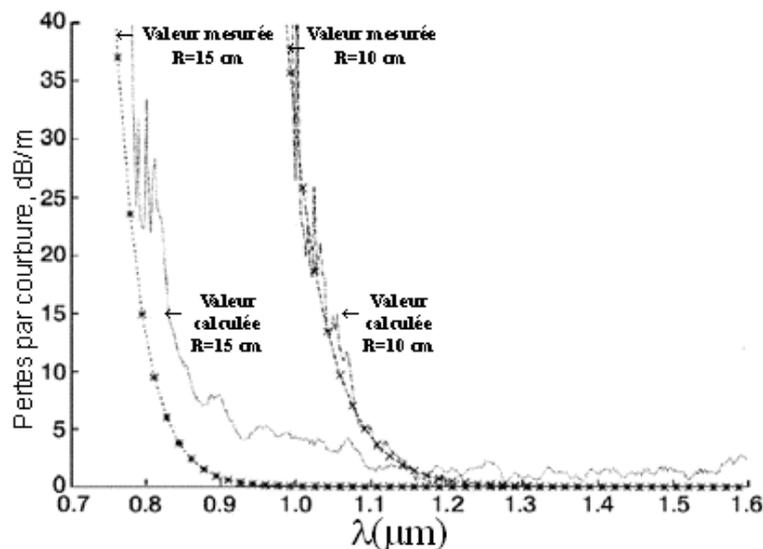


Figure I. 8 : mesure des pertes par courbure en fonction du rayon [20]

Ce front de perte aux courtes longueurs d'onde n'existe pas pour les FSI.

On montre qu'aux courtes longueurs d'onde le rayon critique dans les FMAS RTI devient proportionnel à $\frac{\Lambda^3}{\lambda^2}$ [15].

Cette évolution spectrale atypique des pertes par courbure des FMAS RTI conduit donc à l'existence d'une bande spectrale utilisable où les pertes sont acceptables [23][25]. Cette bande est limitée des deux côtés par les deux "fronts de pertes".

La taille des trous influence la largeur de la bande de pertes minimales. Le pas Λ permet en particulier de localiser le centre de cette bande qui se situe approximativement à une longueur d'onde égale à $\Lambda/2$ [25].

En conclusion, la bande spectrale de fonctionnement des FMAS RTI est limitée par l'apparition de pertes massives aux courtes et hautes longueurs d'onde. La largeur et le centre de la bande spectrale à pertes minimales sont ajustables par un choix adéquat du pas des trous et de leur diamètre. Lors de la fabrication, on peut donc fixer ces paramètres pour que les pertes par courbures soient minimales dans la bande spectrale d'utilisation envisagée.

IV.2.2 Pertes de confinement

La gaine optique microstructurée a une extension radiale limitée au delà de laquelle se trouve une zone de silice d'indice moyen plus élevé. Si le confinement du champ dans le cœur est insuffisant, une fraction de l'onde évanescente peut déborder au-delà de la gaine optique, ce qui est à l'origine des pertes par confinement.

Celles-ci sont d'autant plus élevées que le champ s'étale plus dans la structure. L'extension du champ doit donc être limitée afin de les maintenir en dessous d'un seuil acceptable. Or le champ est d'autant mieux confiné que la proportion d'air dans la gaine est plus importante et/ou que le nombre de couronnes est plus élevé [26][27]. A une longueur d'onde donnée, les pertes diminuent lorsqu'on augmente Λ tout en maintenant d/Λ constant, comme le montre la figure I.9 (a). Pour une fibre ayant un pas de $1,4 \mu\text{m}$ et un diamètre de trous de $1,26 \mu\text{m}$ ($d/\Lambda=0,9$) (figure I.9 (b)), les pertes sont égales à 10^4 dB/m à 1550 nm lorsque la fibre ne comporte qu'une seule couronne de trous (soit 6 trous d'air) alors qu'elles ne valent plus que $4 \cdot 10^{-3} \text{ dB/m}$ pour quatre couronnes de trous (60 trous d'air) [26].

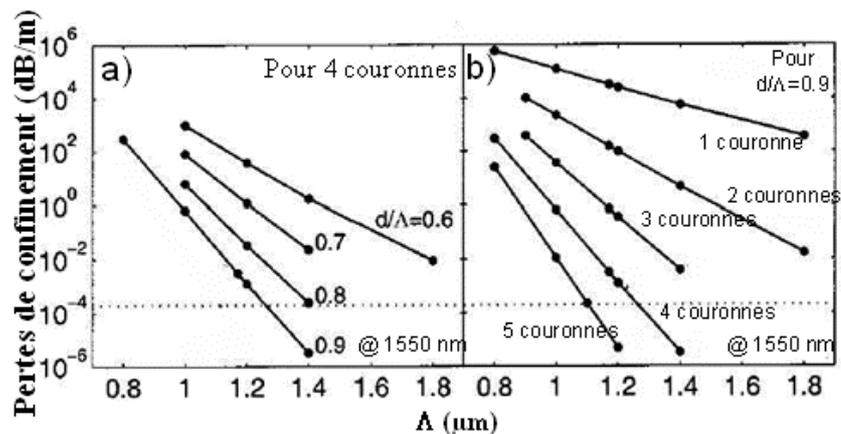


Figure I. 9 : pertes de confinement de FMAS RTI à 1550 nm en fonction de d , Λ (a)) et du nombre de couronnes de trous (b)) [26]

Pour un mode excité donné, les pertes de confinement renseignent sur la capacité de la fibre à guider ce mode efficacement ou pas : plus elles sont élevées, plus l'atténuation du mode est forte au cours de sa propagation. Autrement dit, du point de vue pratique, on peut

considérer qu'un mode excité a disparu au bout d'une longueur de propagation d'autant plus courte que les pertes de confinement sont plus fortes. Le caractère monomode ou multimode du faisceau émergent dépend donc, dans certains cas, de la longueur de la fibre considérée. Ce paragraphe nous conduit naturellement à nous interroger sur la détermination de la limite du domaine spectral de propagation monomode.

IV.3 Longueur d'onde de coupure du deuxième mode λ_c .

La dépendance spectrale atypique de l'indice effectif de gaine et notamment la possibilité qui en découle d'obtenir une fibre monomode sur de grandes plages spectrales a suscité de nombreux travaux théoriques annonçant qu'il est possible d'obtenir un domaine spectral infini sur lequel une FMAS RTI serait monomode [12,15] [29]. Par contre il existe comparativement peu d'articles présentant des mesures de λ_c , la longueur d'onde frontière entre les domaines monomode et bimode [28,29].

Dans la référence [29] les auteurs établissent une méthode de calcul de λ_c . A l'aide de la méthode multipolaire développée par White et al. [26], des réseaux de courbes montrant l'évolution de la partie imaginaire de l'indice effectif du second mode en fonction de λ/Λ sont tracés (figure I.10) [28]. Ces courbes correspondent à des FMAS dont la fraction d'air va croissant (index (1) pour $d/\Lambda=0,4$ à index (14) pour $d/\Lambda=0,7$). Chaque courbe se décompose en deux parties linéaires croissantes dans le repère $\log(\text{Im}(n_{\text{eff}})) = f(\log(\lambda))$, avec un changement de pente à une longueur d'onde donnée λ_{cp} . La rupture devient plus nette lorsque la proportion d'air augmente (et donc d/Λ augmente). Pour analyser une telle courbe il faut s'appuyer sur le fait que les pertes de confinement sont d'autant plus fortes que $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ est grand.

Ainsi, aux courtes longueurs d'onde ($\lambda < \lambda_{cp}$) les valeurs de $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ sont considérées comme faibles, et donc les pertes de confinement aussi (le second mode est guidé). Par contre elles croissent rapidement jusqu'à la rupture de la pente. Au-delà de celle-ci, ($\lambda > \lambda_{cp}$), les valeurs de $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ sont élevées même si la pente est moins forte et il en est de même pour les pertes de confinement (le second mode est évanescent). La frontière entre les domaines spectraux monomode et multimode, c'est-à-dire λ_c , est localisée au niveau du changement de pente de la courbe ($\lambda_c = \lambda_{cp}$).

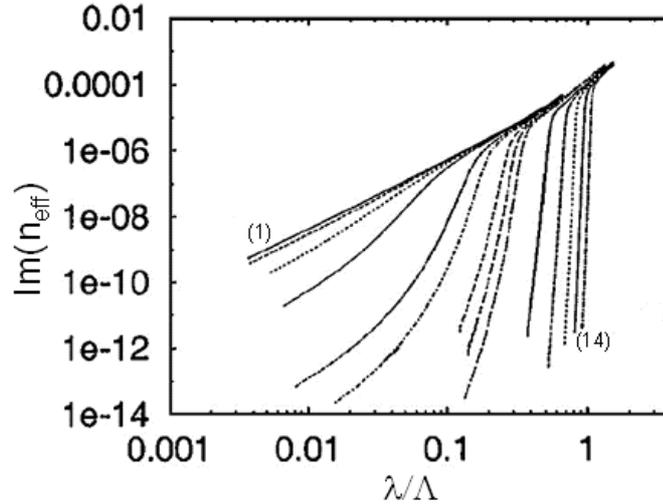


Figure I. 10 : $Im(n_{eff})$ en fonction de λ/Λ pour $d/\Lambda = 0,4$ (1), 0,42, 0,43, 0,45, 0,46, 0,48, 0,49, 0,5, 0,55, 0,6, 0,65, 0,7(14) [I.28]

Pour mieux repérer le changement de pente, on trace la dérivée seconde de $\log(Im(n_{eff}))$ par rapport à $\log(\Lambda)$ (soit $Q = \frac{d^2 \log(Im(n_{eff}))}{d^2(\log(\Lambda))}$) en fonction de λ/Λ (courbe (4) de la figure I.11). Le passage au minimum de cette courbe se fait à $\lambda = \lambda_c$.

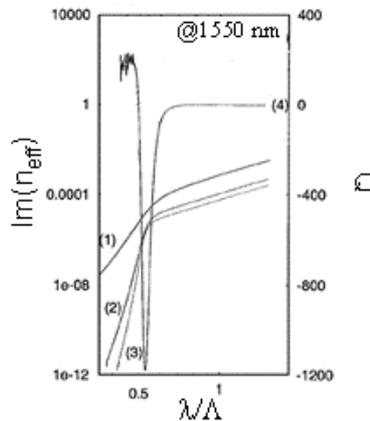


Figure I. 11 : $Im(n_{eff})$ en fonction de λ/Λ pour une FMAS RTI avec $d/\Lambda = 0,55$ ayant 4 couronnes (1), 8 couronnes (2) 10 couronnes (3), et Q en fonction de λ/Λ [28]

Cette méthode de calcul pour déterminer λ_c a été appliquée pour des FMAS ayant différentes proportions d'air. A partir des résultats obtenus, l'expression I.21 a été déduite. Elle permet de délimiter les domaines spectraux monomode et multimode (figure I.12).

$$\lambda_c / \Lambda \approx \alpha (d / \Lambda - 0406)^\gamma \tag{I. 21}$$

avec $\alpha = 2,80 \pm 0,12$, $\gamma = 0,89 \pm 0,02$ et $d / \Lambda > (0,406 \pm 0,003)$.

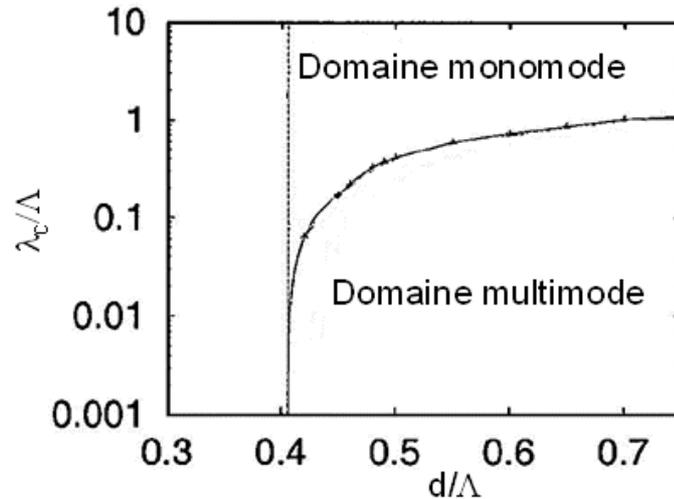


Figure I. 12 : détermination par le calcul des limites des domaines spectraux de propagation monomode et multimode dans une FMAS RTI

La courbe $\lambda_c/\Lambda = f(d/\lambda)$ débute à l'abscisse $d/\Lambda = 0,406$ où elle possède une asymptote verticale. En dessous de $d/\Lambda = 0,406$, la fibre est toujours monomode. Pour $d/\Lambda > 0,406$, la courbe croît uniformément. λ_c est donc d'autant plus élevée que d/Λ est grand, c'est-à-dire que le champ est plus confiné [26].

Une autre approche pour déterminer la limite entre le domaine monomode et multimode est celle de Mortensen et al. déjà évoquée au paragraphe IV.1. Selon ces auteurs, la longueur d'onde de coupure λ_c est la longueur d'onde pour laquelle la fréquence spatiale normalisée V_{eff} est égale à π (pour $a_{eq} = \Lambda$) [19].

Enfin, λ_c peut aussi être calculée à partir de l'évolution spectrale de l'aire effective A_{eff} du mode fondamental [23]. En effet lorsque $\lambda < \lambda_c$, le second mode est confiné et le rapport A_{eff}/Λ^2 reste proche de 1 tandis qu'au-delà de λ_c , le mode est évanescent et A_{eff} augmente subitement, de même que le rapport A_{eff}/Λ^2 . Les trois démarches décrites ci-dessus permettent d'aboutir à des résultats comparables [23].

Il existe peu de travaux expérimentaux relatifs à la mesure de λ_c dans une FMAS RTI. Il a fallu attendre la fin de l'année 2003 pour voir le premier article à ce sujet proposé par Folkenberg et al. [29]. La technique proposée est basée sur la mesure de la différence de puissance transmise par deux tronçons de longueurs différentes, en fonction de la longueur d'onde. Au voisinage de sa longueur d'onde de coupure, les pertes de confinement d'un mode augmentent fortement par rapport à celles du mode fondamental. La différence entre les puissances transmises par les deux tronçons est donc accrue dans cette région spectrale.

Au contraire, bien avant cette longueur d'onde de coupure, tous les modes présents sont correctement guidés et la différence entre les puissances émergent des deux tronçons est faible. Finalement la courbe de la différence de puissance en fonction de la longueur d'onde présente des lobes qui témoignent du franchissement de la coupure pour les modes successifs.

Cette technique a été utilisée pour mesurer λ_c pour différentes fibres [29]. Les résultats sont reportés dans le tableau I.1.

Référence de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	λ_c (nm)
1	1,41	0,93	0,66	980
2	1,2	0,77	0,64	840
3	1,52	1	0,68	1200
4	1,1	0,7	0,63	770
5	1,21	0,7	0,59	700
6	1,2	0,68	0,57	570
7	1,2	0,65	0,54	440

Tableau I. 1 : longueur d'onde de coupure du deuxième mode mesurée en fonction des paramètres géométriques [29]

Le tableau I.1 montre que le domaine spectral où la FMAS RTI est monomode est d'autant plus large (c'est-à-dire λ_c est plus courte) que la proportion d'air est plus faible comme le montrait déjà la figure I.6. Cette constatation est confirmée sur la présentation de la figure I.13 où la ligne continue, définie à l'aide de la relation I.21, sépare le domaine monomode du domaine multimode et où ont aussi été reportés les résultats expérimentaux.

La comparaison des prévisions théoriques avec les résultats de mesures montre un bon accord même si ces derniers sont légèrement inférieurs aux prévisions du modèle pour les fibres n° 1, 3, 5 et 6.

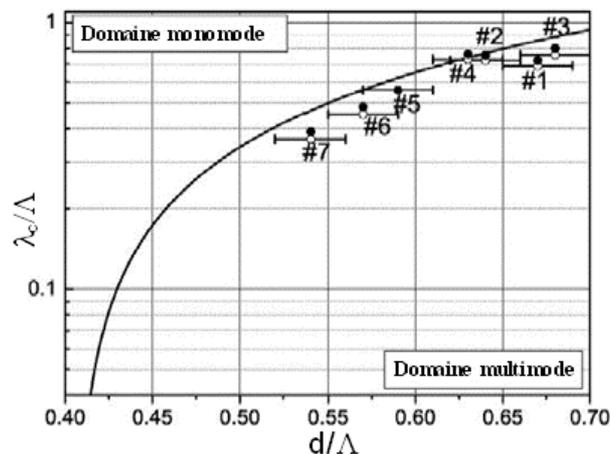


Figure I. 13 : la ligne continue correspond aux prévisions théoriques fournies par la relation I.20 et les points avec une barre d'erreur correspondent aux mesures de λ_c qui sont indiquées dans le tableau I.1 (les numéros se rapportent aux numéros des fibres du tableau I.1) [29]

Hormis la méthode expérimentale décrite ci-dessus, la seule autre méthode employée pour déterminer λ_c est basée sur l'observation de l'intensité lumineuse du champ proche ou lointain en sortie de fibre.

Le but est d'observer un éventuel changement de la distribution d'énergie dans le champ émergent lorsque les conditions d'injection de la lumière en entrée (angle d'incidence, point de focalisation sur la face d'entrée,...) sont modifiées ou lorsque la fibre subit une perturbation physique (courbure, pression, etc...). Une invariance de cette distribution de champ témoigne de la propagation d'un mode unique dans la fibre, ce qui indique que la fibre fonctionne en régime monomode. Au contraire, des variations de cette distribution sont la marque de l'existence d'au moins deux modes dans la fibre au sein de laquelle les perturbations appliquées modifient les poids relatifs et/ou la différence de phase entre les modes : la fibre est alors multimode.

L'observation du champ émergent peut être faite en sortie de fibre directement sur un écran dans le domaine visible ou après détection par une caméra dans l'infrarouge. On peut observer soit le champ proche (en réalisant une image de la face de sortie de la fibre à l'aide, par exemple, d'un objectif de microscope) soit le champ lointain lorsqu' aucun système d'imagerie n'est intercalé entre la sortie de la fibre et l'écran ou la caméra.

Il apparaît clairement que cette méthode est qualitative et elle ne permet pas de déterminer avec précision λ_c . De plus, elle nécessite l'utilisation de sources optiques quasi monochromatiques suffisamment puissantes pour que la distribution du champ émergent puisse être observée convenablement. Ceci signifie que, d'un point de vue pratique, les sources utilisées doivent être des lasers. Le changement de longueur d'onde s'accompagne donc, le plus souvent, du changement de la source sauf en cas d'utilisation de diode laser accordable dont le domaine spectral d'accordabilité demeure cependant très étroit.

Dans le domaine de la métrologie des FMAS, on constate donc un manque flagrant concernant la mesure de λ_c . C'est pourquoi au chapitre IV nous proposons d'évaluer une méthode expérimentale destinée à permettre une détermination sans ambiguïté de ce paramètre.

Comme nous l'avons expliqué plus haut, les propriétés de propagation spécifiques qui font l'intérêt des FMAS RTI découlent de la dépendance spectrale non conventionnelle de l'indice de la gaine optique. Ainsi que nous l'avons noté au paragraphe IV.1, une des conséquences majeures de cette dépendance est la possibilité d'obtenir un domaine spectral très large voire infini sur lequel la FMAS RTI est monomode. Cette dépendance affecte aussi

la dispersion chromatique de la fibre comme nous allons le montrer dans le prochain paragraphe.

IV.4 Dispersion chromatique

IV.4.1 Définition

Un milieu massif est dispersif lorsque son indice est fonction de la longueur d'onde. Chaque longueur d'onde se propage donc avec une vitesse de phase $v_\varphi = c/n(\lambda)$ différente.

De même, un guide est dispersif pour un mode donné lorsque l'indice effectif de ce mode est fonction de la longueur d'onde ($n_{eff}(\lambda)$).

Lorsqu'une impulsion lumineuse se propage dans un guide, la phase spectrale associée à chacune des composantes spectrales de l'onde peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\varphi(\omega) = \beta(\omega)L \quad \text{I. 22}$$

où L est la longueur de propagation et β est la constante de propagation à la fréquence $f = \omega/2\pi$ (ω pulsation).

L'impulsion ayant une largeur spectrale non nulle autour de la fréquence $f_0 = \omega_0/2\pi$, nous pouvons utiliser le développement de Taylor autour de la pulsation ω_0 pour exprimer la constante de propagation β à la pulsation ω :

$$\beta(\omega) = \sum_n \frac{\beta^{(n)}}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad \text{I. 23}$$

$$\text{Avec } \beta^{(n)} = \left(\frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}$$

En se limitant au deuxième ordre du développement, l'expression I.22 devient :

$$\varphi(\omega) = \left(\beta^{(0)} + \beta^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 \right) L \quad \text{I. 24}$$

On sait que la vitesse de propagation d'un front d'onde, vitesse de phase v_φ , est :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \quad \text{I. 25}$$

D'autre part, la vitesse de propagation du sommet d'une impulsion lumineuse (vitesse de l'énergie) est la vitesse de groupe v_g donnée par :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad \text{I. 26}$$

Le temps de groupe noté t_g est le temps de propagation de l'impulsion à la vitesse de groupe v_g sur une longueur L . Ainsi :

$$t_g = \frac{L}{v_g} = L \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d\varphi}{d\omega} \quad \text{I. 27}$$

L'indice de groupe est l'indice associé à la vitesse de propagation d'une impulsion portée par le mode d'indice effectif n_{eff} . Il est égal à :

$$N_g(\lambda_0) = \frac{c}{v_g} = n_{\text{eff}}(\lambda_0) - \lambda \left. \frac{dn_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \quad \text{I. 28}$$

D'après la relation I.24,

$$t_g = (\beta^{(1)} + \beta^{(2)}(\omega - \omega_0))L \quad \text{I. 29}$$

Le temps de groupe est donc une fonction linéaire de la pulsation dont la pente est proportionnelle au terme d'ordre 2 du développement de Taylor de la constante de propagation.

Comme ω s'exprime en fonction de la longueur d'onde sous la forme :

$$\omega = \frac{2\pi n(\lambda)c}{\lambda_0} \quad \text{I. 30}$$

avec λ_0 longueur d'onde dans le vide, l'expression I.31 indique que t_g est une fonction linéaire de la longueur d'onde pour tout mode ayant $\beta^{(2)} \neq 0$. Dans ce cas une impulsion lumineuse centrée en λ_0 portée par ce mode subit un allongement temporel $\Delta\tau$ proportionnel à la longueur de propagation L et à sa largeur spectrale $\Delta\lambda$, avec le coefficient de proportionnalité $D(\lambda_0)$:

$$\Delta\tau(\lambda_0) = D(\lambda_0)\Delta\lambda.L \quad \text{I. 31}$$

Lorsque $\Delta\tau \neq 0$, on dit que l'impulsion subit une dispersion chromatique.

Or :

$$\Delta\tau(\lambda_0) = \left. \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \Delta\lambda \quad \text{I. 32}$$

Le coefficient $D(\lambda_0)$ de la formule I.31 vaut donc :

$$D(\lambda_0) = \frac{1}{L} \left. \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \left. \frac{d(1/v_g)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{1}{c} \left. \frac{dN_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad \text{I. 33}$$

$D(\lambda_0)$ est la "dispersion des temps de groupe" qui s'exprime généralement en ps/(nm.km). Dans la suite du manuscrit, nous la nommerons dispersion chromatique.

Considérons deux paquets d'onde p_1 et p_2 dont les spectres sont centrés respectivement autour de λ_1 et λ_2 proches, avec $\lambda_2 < \lambda_1$. Leurs vitesses de groupe respectives sont $v_g(\lambda_1)$ et $v_g(\lambda_2)$. Une dispersion chromatique positive traduit le fait que le temps de groupe du paquet p_1 est plus grand que celui du paquet d'onde p_2 , c'est-à-dire que $v_g(\lambda_1) < v_g(\lambda_2)$. Inversement $v_g(\lambda_1)$ est supérieure à $v_g(\lambda_2)$ avec $\lambda_2 < \lambda_1$ lorsque la dispersion chromatique est négative. Comme cette situation est celle qui prévaut dans le visible dans les matériaux massifs, c'est celle qui a été observée en premier. La dispersion négative est appelée "dispersion normale", par opposition à la dispersion positive observée plus tard dans l'infra rouge qui avait été qualifiée "d'anormale".

L'étalement induit par la dispersion chromatique limite les débits de transmission possibles dans les communications optiques et la valeur maximale théorique du débit peut être approchée par :

$$B_{\max} \approx \frac{1}{2 \cdot \Delta\lambda \cdot L \cdot D} \quad [I.30] \quad I. 34$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de l'onde lumineuse se propageant dans la fibre.

Nous allons rappeler les causes de la dispersion chromatique du mode fondamental dans les fibres optiques.

IV.4.2 Les causes de la dispersion chromatique dans les fibres

La dispersion chromatique d'un mode d'une fibre résulte de la combinaison de deux contributions :

- la dispersion du matériau due au fait que l'indice du matériau dépend de la longueur d'onde,
- la dispersion du guide, qui vient du fait que même si le milieu n'est pas dispersif, la constante de propagation β de l'onde guidée dépend de la longueur d'onde.

IV.4.2.1 Dispersion du matériau (D_m)

Dans un milieu massif, sans guidage, l'indice effectif vu par une onde se propageant est l'indice n du matériau.

Donc, d'après la relation I.28,

$$N_g \Big|_{\lambda_0} = n(\lambda_0) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \quad \text{I. 35}$$

La dispersion donnée par la relation I.33 devient alors :

$$D_m(\lambda_0) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_0} \quad \text{I. 36}$$

Nous nous intéressons à la dispersion de la silice qui est le matériau utilisé pour fabriquer les fibres optiques. La figure I.14 illustre les variations spectrales de l'indice de la silice, entre 500 et 2000 nm. La dispersion du matériau correspondante est représentée sur la figure I.15.

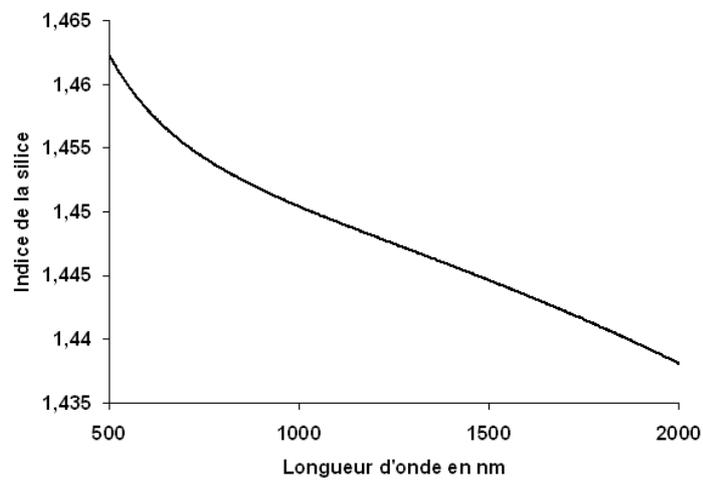


Figure I. 14 : variation spectrale de l'indice de la silice

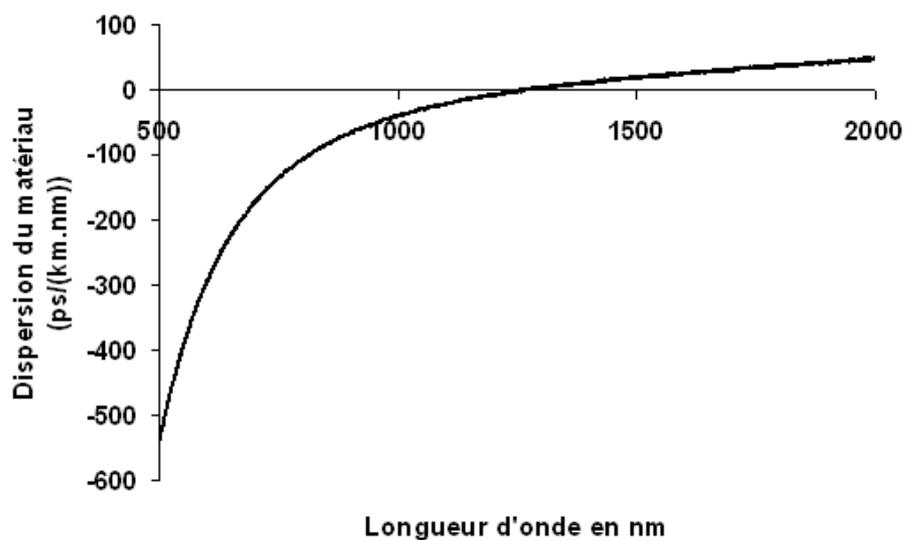


Figure I. 15 : dispersion de la silice

La dispersion de la silice est une fonction continûment croissante. Elle est fortement négative aux courtes longueurs d'onde car la courbure de l'indice est significative dans cette zone spectrale. Elle s'annule pour $\lambda = 1,27 \mu\text{m}$. A $1,55 \mu\text{m}$, elle vaut $22 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

IV.4.2.2 Dispersion du guide (D_g)

Nous allons maintenant discuter de la dispersion du guide. Pour cela, nous allons nous placer dans le cas d'un guide constitué d'un matériau non dispersif pour isoler la contribution de ce guide à la dispersion chromatique.

Introduisons B , la constante de propagation normalisé du mode considéré :

$$B = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)} \quad \text{I. 37}$$

Dans l'approximation du guidage faible (n_1 peu différent de n_2), on montre facilement que $\beta \approx k(n_2 + n_1 \Delta.B)$ et que le temps de groupe prend la forme [I.31] :

$$t_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{d(V.B)}{dV} \right] \quad \text{I. 38}$$

La dispersion due au guidage vaut alors :

$$D_g = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = -\frac{n_1 \Delta}{c \lambda} V \frac{d^2(BV)}{dV^2} \quad \text{I. 39}$$

La courbe représentant le paramètre de dispersion du guide $V \frac{d^2(BV)}{dV^2}$ en fonction de

V pour le mode fondamental d'une fibre à saut d'indice est reproduite à la figure I.16.

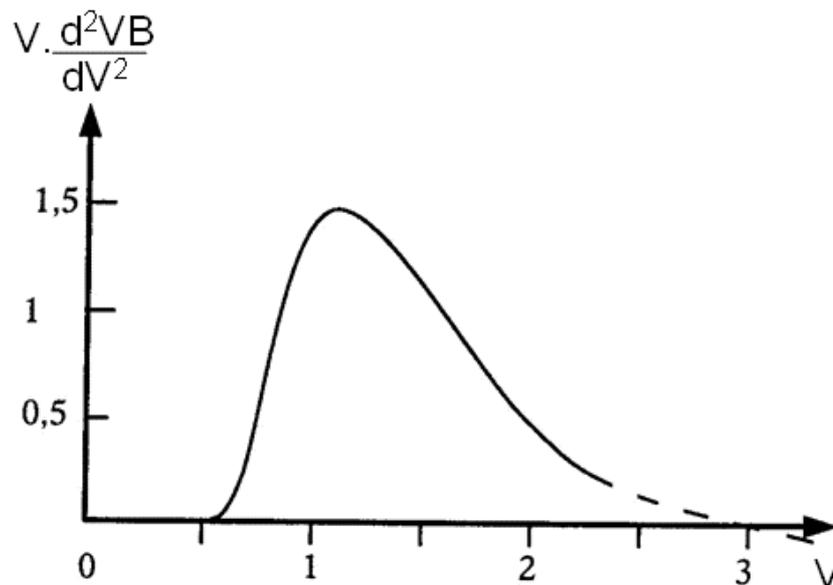


Figure I. 16 : évolution spectrale du paramètre de dispersion du guide pour une fibre à saut d'indice [32]

$$D_{ch}(\lambda_0) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda_0^2} \Big|_{\lambda=\lambda_0} \quad \text{I. 41}$$

La dépendance spectrale de n_{eff} (l'indice effectif), prend en effet en compte à la fois l'évolution spectrale de l'indice de la silice (relation de Sellmeier) et l'influence du guidage via le lien entre n_{eff} et la constante de propagation β ($\beta = k_0 n_{eff}$).

Pour réduire ou supprimer l'allongement temporel d'impulsions lumineuses se propageant dans une fibre optique, il faut soit utiliser une fibre à dispersion annulée à la longueur d'onde de travail, soit compenser la dispersion accumulée au cours de la propagation en faisant transiter l'impulsion, temporellement allongée, dans un tronçon de fibre rajouté, présentant une dispersion de signe opposé.

L'exemple le plus courant est celui des transmissions à 1,55 μm , où la dispersion des fibres monomodes standard est positive (17 ps/(km.nm)), comme nous l'avons dit précédemment. Pour que les impulsions transmises à cette longueur d'onde ne soient pas allongées par la dispersion, les deux alternatives sont soit d'utiliser une fibre à dispersion nulle à 1,55 μm , soit de compenser les effets de la dispersion positive accumulée dans la ligne standard par une propagation dans une longueur adéquate de fibre à dispersion négative à 1,55 μm .

On constate que dans les deux cas on doit disposer de fibre à dispersion chromatique modifiée. Pour ajuster la dispersion chromatique, on peut jouer soit sur la contribution du matériau soit sur celle du guide.

En ce qui concerne la dispersion du matériau, la marge de manœuvre est extrêmement étroite. La dispersion de la silice ne peut être significativement modifiée que si ce matériau est très fortement dopé (Al, Ge, P...) ce qui le rend rapidement très absorbant. Il faut donc agir en priorité sur la dispersion du guide.

Il a été démontré que la dispersion du guide d'onde d'une fibre satisfait la relation I.42 [33].

$$D_g = \frac{\lambda}{\pi^2 \cdot n_{sil} \cdot c} \frac{1}{\bar{w}^2} \left[\frac{1}{2} - \frac{\lambda}{\bar{w}} \frac{d(\bar{w})}{d\lambda} \right] \quad \text{I. 42}$$

où \bar{w} est le rayon de champ de mode (RCM) défini à l'expression I.43 [34].

$$\bar{w}^2 = 2 \int_0^\infty E^2(r) \cdot r \cdot dr \Big/ \int_0^\infty \left(\frac{dE}{dr} \right)^2 \cdot r \cdot dr \quad \text{I. 43}$$

avec $E(r)$ répartition transverse du champ électrique.

La formule I.42 montre que lorsque le RCM ne varie pas spectralement, la dispersion du guide est positive. Elle est d'autant plus forte que le RCM est faible. Par contre, une forte dispersion négative peut être obtenue si le RCM croît rapidement avec la longueur d'onde.

La fibre à deux cœurs concentriques (FDCC) décrite figure à la I.18 exploite cette dernière propriété comme nous allons le préciser ci-dessous.

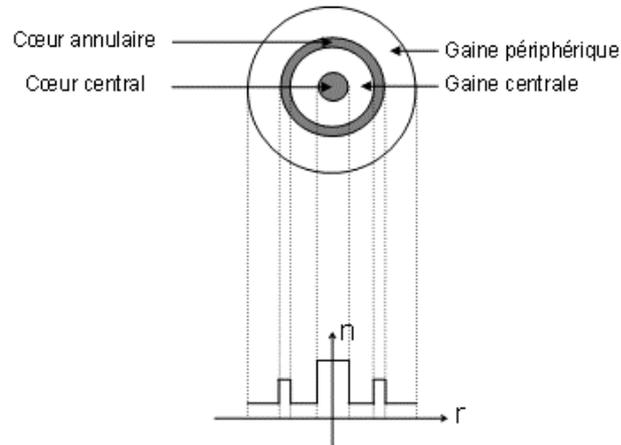


Figure I. 18 : fibre à double cœur concentrique

Chacun des deux cœurs de cette fibre possède son propre mode fondamental. Ces deux modes ne sont pas couplés en dehors de la petite zone spectrale où il y a accord de phase (synchronisme). Près du synchronisme, du côté des courtes longueurs d'onde, le mode fondamental du cœur central s'étale brusquement dans le cœur annulaire lorsque la longueur d'onde augmente. Par exemple, une dispersion égale à $-1800 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ a été obtenue à $1,55 \mu\text{m}$ dans une structure à double cœur concentrique [35].

Il existe d'autres profils dont la géométrie a été modifiée pour contrôler la dispersion chromatique comme par exemple des fibres à triple ou quadruple gaine [36][37].

Dans les solutions proposées jusqu'à présent avec des fibres à profil modifié, la dispersion du guide reste toujours négative, avec une valeur absolue plus ou moins grande. Cela signifie que la dispersion chromatique de la fibre ne peut être annulée qu'à des longueurs d'onde supérieures à $1,27 \mu\text{m}$.

Pour obtenir une annulation à des longueurs d'onde plus courtes, il faut que la dispersion de guide soit positive, c'est-à-dire que l'extension du champ soit spectralement invariante. Cette condition suppose un guidage très fort qu'il est très difficile d'obtenir en régime monomode avec une fibre usuelle. Nous allons voir par la suite des exemples de FMAS RTI qui ouvrent de nouveaux horizons dans ce domaine.

IV.4.3 Dispersion chromatique dans les FMAS RTI

Comme nous l'avons vu précédemment, l'évolution spectrale de la distribution du champ dans une FMAS RTI dépend de celle de la différence d'indice cœur gaine qui augmente lorsque la longueur d'onde augmente. Autrement dit, à la différence des fibres optiques usuelles, l'ouverture numérique des FMAS RTI est une fonction de la longueur d'onde. Nous pouvons ainsi considérer les FMAS RTI comme des fibres à différence d'indice variable en fonction de la longueur d'onde. Au moyen des paramètres géométriques (pas et diamètre de trous) de la FMAS RTI, il est possible d'ajuster la dépendance en longueur d'onde de l'indice de gaine, ce qui conditionne le confinement du champ, et donc l'évolution spectrale de l'ouverture numérique. A l'aide de la formule I.42, nous savons que la dispersion du guide est directement liée à l'étalement spectral du mode fondamental. Finalement, il est donc possible d'agir sur la dispersion du guide en ajustant les caractéristiques géométriques des FMAS RTI.

Une dispersion positive du guide est obtenue d'après l'expression I.42 si la distribution du champ reste confinée dans le cœur et ne varie pas spectralement. Pour comprendre ceci, nous pouvons prendre exemple sur les fibres effilées qu'ont réalisées Birks et al. [38]. Des fibres monomodes conventionnelles du commerce ("Corning SMF 28", longueur d'onde de coupure 1250 nm, ouverture numérique 0,1), ont été étirées de manière à les amincir. Dans la zone où la fibre est très effilée (diamètre de 1 à 2 μm), le cœur devient tellement petit qu'il joue un rôle négligeable. La structure effilée peut être considérée comme un guide de silice de faible diamètre dans lequel le champ se propage, entouré d'air. Le champ est fortement confiné dans la zone guidante car la différence d'indice entre celle-ci et le milieu extérieur est très élevée (bien plus qu'entre le cœur et la gaine d'une fibre conventionnelle). Le confinement du champ est tel que ses variations spectrales sont très faibles. La dispersion du guide devient alors positive ce qui permet de décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique vers les courtes longueurs d'onde. La figure I.19 montre la dispersion chromatique de cette fibre effilée. Sur la figure I.19 (a) on constate que lorsque le diamètre de la fibre effilée diminue, la dispersion chromatique augmente pour atteindre une valeur proche de 300 ps/(km.nm) pour un diamètre de 1 μm à $\lambda = 850$ nm. A cette longueur d'onde, la dispersion de la silice est de -84 ps/(km.nm). Au fur et à mesure que la taille de la structure diminue, le champ est de plus en plus confiné ce qui augmente la contribution positive du guide à la dispersion. La figure I.19 (b) confirme que plus la fibre est mince, plus le zéro de dispersion est décalé vers les courtes longueurs en raison de la forte contribution positive du guide.

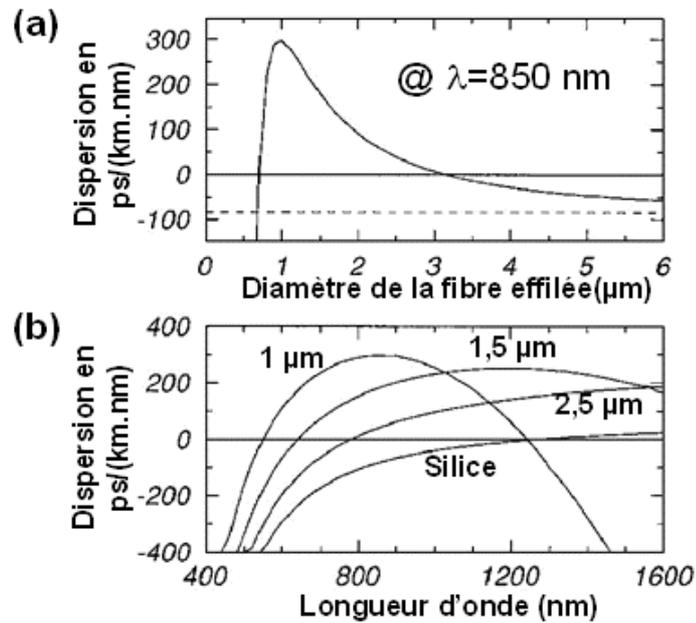


Figure I. 19 : (a) dispersion chromatique calculée en fonction du diamètre de la fibre effilée à 850 nm (b) variation, en fonction de la longueur d'onde, de la dispersion chromatique de différentes fibres effilées (diamètre 1, 1,5, 2,5 µm de gauche à droite), et de la silice pure[38]

Suivant le même principe, un fort confinement du champ dans des FMAS RTI est rendu possible si la différence d'indice cœur gaine est forte, c'est-à-dire si la gaine microstructurée possède une proportion d'air élevée. Le cas de la fibre effilée de Birks et al. ne peut pas être reproduit dans les FMAS RTI car une gaine composée seulement d'air n'est pas envisageable, mais on peut s'en approcher avec une proportion d'air dans la gaine microstructurée élevée et un cœur de petite taille pour conserver le caractère monomode de la propagation. Il est possible alors de décaler vers les basses longueurs d'onde la position du zéro de dispersion, typiquement jusqu'à 600-800 nm. Ce décalage permet d'obtenir des dispersions chromatiques positives dans des bandes spectrales inaccessibles avec les fibres plus conventionnelles notamment dans le proche infrarouge voire le visible [39][40]. Le décalage vers les basses longueurs d'onde du zéro de dispersion est utilisé par exemple dans la génération de continuum où il est nécessaire d'obtenir une dispersion positive à la longueur de pompe (par exemple égale à 1064 nm [41]). Le tableau I.2 récapitule quelques travaux portant sur la mesure de la dispersion chromatique dans différentes FMAS et notamment sur la position du zéro de dispersion. Les différentes techniques de mesure seront expliquées dans le chapitre III.

N° de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	Diamètre du cœur en μm	Position du zéro de dispersion en nm
1 [42]	1	0,62	0,62	1,38	660
2 [42]	1,58	1,24	0,78	1,92	740
3 [42]	1,85	1,1	0,6	2,6	840
5 [43]	2,3	1,61	0,7	3	880
6 [43]	2,3	1,38	0,6	3,2	1270
7 [42]	1,6	0,8	0,5	2,4	1550
8 [45]	2,3	0,35	0,15	4,26	1390
9 [46]	1,5	0,75	0,5	2,25	866
10 [46]	1,5	0,9	0,6	2,1	820
11 [46]	1,5	1,05	0,7	1,95	800
12 [46]	1,5	1,2	0,8	1,8	750
13 [47]	2,26	1,51	0,67	3	810
14 [39]	2	1,3	0,65	1,7	767
15 [39]	-	-	-	1,4	710
16 [39]	-	-	-	4	950
17 [48]	4,4	3,52	0,8	4	1050
18 [48]	2,5	1,75	0,7	3	850
19 [48]	1,8	1,53	0,85	2,4	810

Tableau I. 2 : position du zéro de dispersion en fonction des paramètres géométriques dans différentes FMAS

Le cas des fibres 1, 2 et 14 en particulier confirme que la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique peut être fortement décalée vers les basses longueurs d'onde, jusque dans le visible, à condition que la fibre possède simultanément un fort rapport d/Λ et un cœur de très petite taille [42].

A taille de cœur égale, c'est la proportion d'air qui fixe l'ampleur du décalage du zéro de dispersion, comme c'est le cas pour les fibres 2 et 11 d'une part et pour les fibres 13 et 18 d'autre part.

Au contraire, lorsque la taille du cœur est grande et/ou la proportion d'air dans la gaine microstructurée est faible, le champ du mode fondamental s'étale davantage ce qui rend négative la contribution du guide (d'après la relation I.42). Ainsi le zéro de dispersion peut aussi être décalé vers des longueurs d'onde supérieures ou égales à 1,27 μm , par exemple à 1270 nm (fibre n°6), 1390 nm (fibre n°8) ou 1550 nm (fibre n°7).

Toujours en jouant sur les paramètres géométriques des FMAS RTI, on peut aussi ajuster l'allure de la courbe de dispersion pour obtenir une dispersion plate et quasi-nulle sur une large bande spectrale ce qui est nécessaire pour de nombreuses applications, parmi lesquelles :

- propagation de solitons : la pente non nulle de la dispersion peut être à l'origine de fortes instabilités détruisant les caractéristiques de transmission du soliton [50],
- génération de supercontinuum sur une large bande favorisée par une dispersion positive, faible et avec une pente négligeable [49],
- multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing) : la dispersion des fibres des ligne de transmission doit être plate pour que les impulsions dont les longueurs d'onde centrales sont différentes se propagent en subissant le même allongement temporel [49].

Pour obtenir une dispersion chromatique plate à une longueur d'onde donnée, il faut ajuster la dispersion du guide pour que sa pente soit opposée à celle de la dispersion du matériau. La modification du rapport d/Λ permet de décaler spectralement la courbe de dispersion du guide sans pour autant apporter de changement significatif sur la valeur de sa pente [49] alors qu'une modification de Λ entraîne un changement de la pente et aussi un décalage spectral. On ajuste donc, à l'aide de Λ , la courbe de dispersion du guide pour obtenir une pente opposée à celle du matériau, puis on modifie d/Λ afin de décaler la courbe de la dispersion du guide vers la longueur d'onde pour laquelle on souhaite obtenir une dispersion plate [49].

Le tableau I.3 montre quelques résultats obtenus avec des FMAS RTI de géométrie légèrement différente, et l'ampleur des fluctuations de la dispersion ΔD sur une largeur spectrale $\Delta\lambda$ centrée sur une longueur d'onde λ_0 .

N° de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	ΔD (ps/(km.nm))	λ_0 (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
20[48]	2,65	0,64	0,121	2	1500	543
21[48]	2,3	0,548	0,119	1	1500	548
22[49]	3,12	0,8	0,256	2	1300	668
23[49]	2,62	0,632	0,241	2	1500	523
24[49]	2,19	0,54	0,246	2	1800	411
25[49]	2,32	0,98	0,422	2	1550	270
26[49]	2,71	0,8	0,3	2	1550	294
27[49]	2,16	0,56	0,26	2	1550	259
28[49]	1,93	0,54	0,28	2	1550	195

Tableau I. 3 : obtention de dispersion plate

Des variations très faibles peuvent être obtenues sur de grandes bandes spectrales. Par exemple, la dispersion varie de 2 ps/(km.nm) sur une largeur spectrale de 668 nm pour la fibre n°22. La position de la longueur d'onde centrale peut être ajustée de 1300 à 1800 nm.

Comme pour les fibres compensatrices "classiques" (FDCC, ...), la dispersion négative des FMAS RTI au-delà de $1,27 \mu\text{m}$ peut être exploitée pour réaliser la compensation de dispersion chromatique de fibres conventionnelles [52][53]. La dispersion peut atteindre les valeurs de $-680 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ à 1550 nm et on peut ainsi compenser avec un rapport 35 la dispersion de fibres conventionnelles. L'obtention d'un rapport 100 avec une dispersion de $-2000 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$ est envisageable[52].

Comme nous l'avons vu tout au long de ce paragraphe, le confinement du champ dans les FMAS RTI peut être contrôlé à l'aide des paramètres géométriques Λ et d . Par voie de conséquence, la dispersion chromatique, qui est liée à l'étalement du champ en fonction de la longueur d'onde, peut être finement ajustée par l'intermédiaire du choix de Λ et d . Ceci constitue l'une des propriétés les plus intéressantes des FMAS RTI.

IV.5 Symétrie et classes de modes dans une FMAS RTI

Dans les fibres classiques, l'approximation du guidage faible aboutit au fait que les deux modes électromagnétiques HE_{11x} et HE_{11y} composant le mode fondamental (LP_{01}) sont dégénérés. Il en est de même pour les quatre modes électromagnétiques TE_{01} , TM_{01} , HE_{21x} et HE_{21y} composant le second mode (LP_{11}). Dans le cas des FMAS RTI, l'approximation du guidage faible ne peut être faite en raison de la forte différence d'indice entre le cœur et la gaine. Ceci a pour conséquence que nous ne pouvons pas transposer directement au cas des FMAS RTI les propriétés de dégénérescence des modes que nous venons de citer à propos des fibres classiques.

Cependant pour nous aider à identifier les modes qui sont dégénérés dans une FMAS RTI, nous allons nous appuyer sur la théorie développée par Mc Issac [54] qui permet, à partir de la symétrie des guides d'onde, de donner les caractéristiques des modes de ces guides.

Avant d'appliquer cette théorie au cas particulier des FMAS RTI à matrice triangulaire, nous allons rappeler quelques généralités sur les guides d'onde.

IV.5.1 Généralités [54]

L'analyse de la symétrie d'un guide d'onde renseigne sur [54] :

- la dégénérescence des modes guidés (deux modes sont dits dégénérés s'ils possèdent la même constante de propagation),
- les symétries de la distribution des champs électromagnétiques des modes guidés.

Les guides d'onde sont supposés invariants selon la direction longitudinal z et peuvent posséder deux types de symétrie : une symétrie azimutale (ou symétrie de rotation) et une symétrie orthogonale.

La symétrie azimutale est définie comme une rotation autour du centre du guide d'onde d'un angle de $2\pi/n$. L'angle de rotation minimum $2\pi/n$ pour lequel la géométrie de la section droite du guide d'onde est inchangée définit la symétrie azimutale de celui-ci. La symétrie orthogonale se construit par rapport à un axe appartenant à la section droite du guide d'onde et passant par son centre.

Pour les guides montrés à la figure I.20, leur section droite ne possède qu'une symétrie azimutale et pas de symétrie orthogonale.

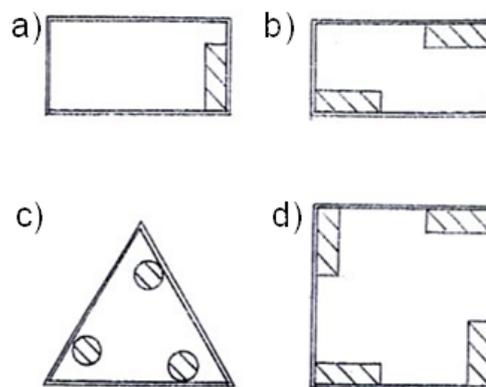


Figure I. 20 : section droite de guides d'onde présentant une symétrie azimutale égale à (a) $2\pi/1$ ($n=1$), (b) $2\pi/2$ ($n=2$), (c) $2\pi/3$ ($n=3$) et (d) $2\pi/4$ ($n=4$)

Pour les guides présentant une symétrie de rotation de $2\pi/n$ et au moins un axe de symétrie orthogonale, le nombre d'axes de symétrie orthogonale est alors égal à n . Par exemple sur la figure I.21 sont montrées des sections droites de guides qui possèdent à la fois des symétries azimutales et orthogonales.

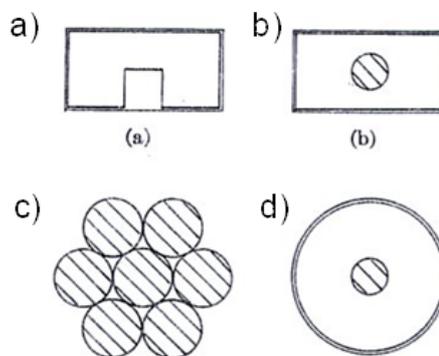


Figure I. 21 : section droite de guides d'onde présentant des symétries azimutales (de $2\pi/n$ avec n respectivement égal à 1, 2, 6 et l'infini dans le cas de (a), (b), (c) et (d)) et orthogonales

Chaque guide d'onde possède une infinité de modes. Ces modes peuvent être regroupés selon la symétrie de la distribution azimutale de leur champ électromagnétique. Ces différents regroupements correspondent à des classes de modes. Chaque classe contient à son tour une infinité de modes. La distribution radiale du champ électromagnétique est différente pour les modes appartenant à une même classe. Pour les sections droites de guides ne possédant qu'une symétrie azimutale et non orthogonale, alors le nombre de classes est égal à n . Pour les guides possédant les deux types de symétrie, il y a $(n+1)$ classes de modes pour n impair et $(n+2)$ classes de modes pour n pair.

Il existe des classes où les modes appartenant à celles-ci ne sont pas dégénérés. Il existe aussi des paires de classes où les modes sont dégénérés deux à deux. Ceci est résumé dans le tableau I.4. Ce dernier est divisé en deux parties suivant que la section droite du guide d'onde présente ou pas une symétrie orthogonale.

Section droite de guide d'onde présentant une symétrie azimutale et pas de symétrie orthogonale			
N	Nombre de classes de modes non dégénérés	Nombre de paires de classes de modes dégénérés deux à deux	Nombre de classes de modes
Impair	1	$(n-1)/2$	n
Pair	2	$(n-2)/2$	n
∞	1	∞	∞
Section droite de guide d'onde présentant une symétrie azimutale et orthogonale			
N	Nombre de classes de modes non dégénérés	Nombre de paires de classes de modes dégénérés deux à deux	Nombre de classes de modes
Impair	2	$(n-1)/2$	$n+1$
Pair	4	$(n-2)/2$	$n+2$
∞	2	∞	∞

Tableau I. 4 : dégénérescence et non dégénérescence des classes de modes [54]

La section droite d'un guide d'onde peut être divisée en secteurs élémentaires. Pour le calcul des champs des modes guidés et de leurs constantes de propagation, la résolution des équations de Maxwell peut être effectuée uniquement dans un secteur, en plaçant aux limites des conditions électromagnétiques adéquates : soit un court circuit électrique (CCE, annulation du champ électrique) soit un court circuit magnétique (CCM, annulation du champ magnétique). La résolution des équations de Maxwell dans ces secteurs élémentaires est nécessaire et suffisante pour déterminer les constantes de propagation et les champs électromagnétiques de la structure entière. Cette résolution nécessite des temps de calcul et des espaces mémoires disponibles inférieurs à ceux demandés par la modélisation de la structure entière.

Nous allons prendre un exemple de structure ayant une symétrie azimutale de $2\pi/6$ avec 6 axes de symétrie orthogonale, ce qui est le cas des FMAS RTI à matrice triangulaire. La structure est montrée à la figure I.22 (a). Pour cette structure n est égal à 6 et le nombre de classes de modes est égal à 8 : il y a 4 classes de modes non dégénérés et 2 paires de classes de modes dégénérés. Ces 8 classes correspondent à 8 secteurs élémentaires caractérisés par leur angle au sommet ($\pi/6$ ou $\pi/2$) et par les conditions aux limites (CCE ou CCM) montrées sur les figures I.22 (b)-(g) ($p=1$ à 8). Quatre de ces classes sont non dégénérées ($p=1, 2, 7, 8$) c'est-à-dire qu'aucun mode d'une de ces classes n'est dégénéré avec un autre mode d'une autre classe. La répartition du champ des modes de ces classes présente la même symétrie azimutale que le guide. Les autres classes ($p=3, 4, 5, 6$) sont dégénérées 2 à 2 ($p=3,4$ et $p=5,6$). Cela signifie que chaque mode d'une de ces classes est dégénéré avec un mode de la classe correspondante.

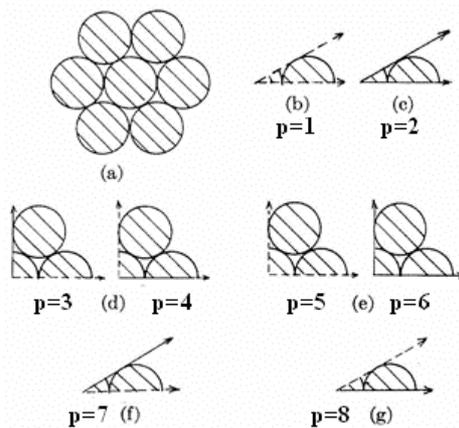


Figure I. 22 : géométrie de la structure (a) et description des 8 classes de modes. Les lignes continues correspondent à des courts-circuits électriques et les pointillés à des courts-circuits magnétiques (b)(c)(d)(e)(f)(g)[54]

Nous allons étudier la distribution en champ des modes guidés dans une FMAS RTI en nous appuyant sur les résultats que nous venons de rappeler.

IV.5.2 Cas des FMAS RTI

Les FMAS RTI possèdent les mêmes symétries que la structure qui est montrée à la figure I.22 (a). L'étude des classes de modes est donc la même. Nous allons déduire de cette étude la distribution en champ dans une FMAS RTI. Prenons par exemple une FMAS RTI avec une valeur de pas égale à $2,3 \mu\text{m}$ et une proportion d'air d/Λ égale à $0,8$. La longueur d'onde de travail est de 633 nm . La fibre possède une symétrie azimutale de $2\pi/6$ et 6 axes de symétrie orthogonale.

Nous allons nous intéresser aux 6 premiers modes électromagnétiques guidés dans cette FMAS RTI, qui composent les deux premières familles de modes (fondamental et "2^{ème} mode"). Leurs principales caractéristiques de propagation sont rapportées dans le tableau I.4 où les modes sont classés par ordre croissant d'indice effectif [55].

N° de mode	n_{eff}	p	Dégénérescence	Δn_{eff}	Nom
1	1.44882484	4	2	$4.104 \cdot 10^{-7}$	HE _{11x}
2	1.44882443	3			HE _{11y}
3	1.43674688	2	1		TE ₀₁
4	1.43637588	5	2	$2.347 \cdot 10^{-5}$	HE _{21x}
5	1.43635241	6			HE _{21y}
6	1.43622158	1	1		TM ₀₁

Tableau I. 5 : récapitulatif des résultats de calcul des six premiers modes se propageant dans une FMAS RTI ($\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,8$) à 633 nm [55]

Les répartitions des champs électriques des six premiers modes dans une FMAS RTI sont comparables à celles des modes d'une FSI. On les nomme de la même manière. Les lignes des champs électriques des six modes sont montrées sur les figures I.23 (a)-(f). A titre d'exemple, les répartitions de l'intensité du champ électrique des modes n°1 et 4 sont respectivement montrées sur les figures I.23 (g) et (h).

Les deux modes électromagnétiques HE_{11x} et HE_{11y} sont dégénérés. Le faible écart entre les deux indices effectifs correspond à l'erreur numérique résiduelle lors du calcul [55]. Les lignes des champs électriques des deux modes sont quasi rectilignes et orthogonales entre elles. Ces deux modes électromagnétiques appartiennent aux classes $p=3$ et 4 (tableau I.5).

Le champ électrique du mode TE₀₁ possède seulement une composante azimutale. Sa composante radiale est nulle. Ses lignes de champs sont orthogonales aux CCE placés à $\theta=0$ et $\theta = \pi/6$ ($p=2$). Ses lignes de champ électrique (figure I.23 (c)) respectent la symétrie du guide.

Le TM₀₁ (figure I.23 (d)) est le pendant du TE₀₁ car ses lignes de champs sont seulement supportées par la composante radiale et sa composante azimutale est nulle. Elles sont tangentes aux CCM placés à $\theta=0$ et $\theta = \pi/6$ ($p=1$). Ce mode respecte lui aussi la symétrie du guide.

Les deux modes électromagnétiques HE_{21x} et HE_{21y} sont dégénérés (leur différence d'indice effectif est de $2,347 \cdot 10^{-5}$ et correspond à l'erreur numérique résiduelle lors du calcul). Les lignes de champs électriques de ces deux modes possèdent, comme celles des deux modes, HE_{11x} et HE_{11y}, une symétrie de π . Leurs classes sont $p=5$ et 6 .

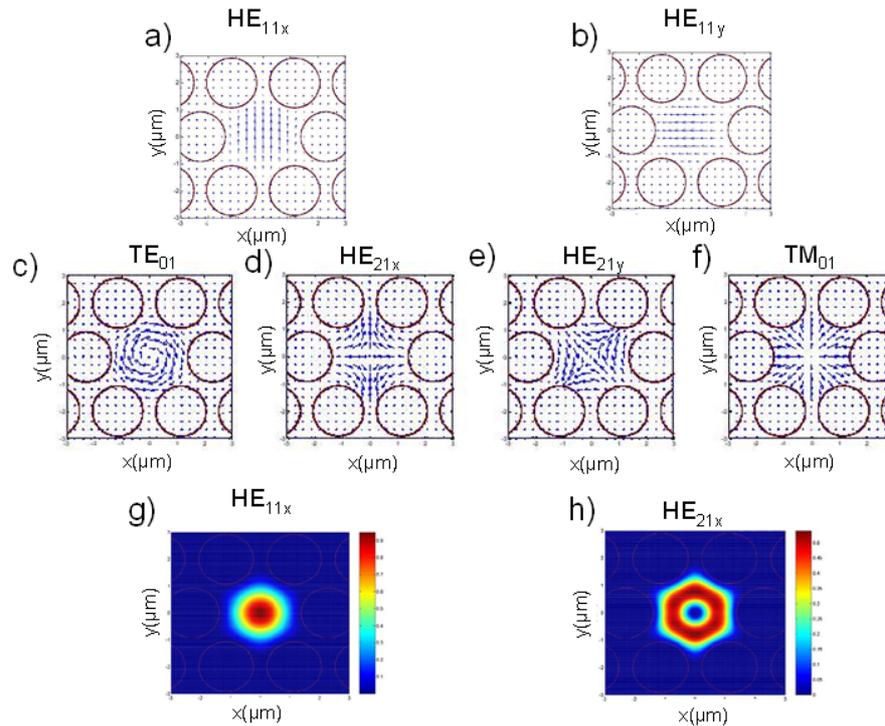


Figure I. 23 : lignes de champ électrique des six premiers modes (a)(b)(c)(d)(e)(f), répartition de l'intensité du mode HE_{11x} (g), HE_{21} (h) dans une FMAS RTI avec un $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,8$ à 633 nm [55]

La géométrie du guide conditionne certaines propriétés (dégénérescence, symétrie et répartition du champ) des modes se propageant dans celui-ci. Nous avons vérifié, comme dans les fibres conventionnelles, la présence de deux modes dégénérés composant le mode fondamental. Nous allons étudier dans le paragraphe suivant la différence entre les indices effectifs de ces deux modes de polarisation c'est à dire la biréfringence linéaire de la fibre.

IV.6 Biréfringence dans les FMAS

IV.6.1 Polarisation de la lumière dans une fibre optique

Ce paragraphe a pour but d'introduire la biréfringence de phase, la biréfringence de groupe et la dispersion de mode de polarisation (Polarization Mode Dispersion PMD) dans un guide optique. Chacune de ces notions sera ensuite appliquée aux FMAS.

IV.6.1.1 Biréfringence de phase

La polarisation de la lumière est liée au caractère vectoriel du champ électromagnétique associé à l'onde lumineuse se propageant dans une direction z . L'évolution

temporelle de la direction de polarisation et de l'amplitude du vecteur champ électrique $\vec{E}(z, t)$ décrit l'état de polarisation de l'onde optique associée [56] :

- si les deux composantes transverses de \vec{E} sont en phase ou en opposition de phase, l'extrémité du vecteur $\vec{E}(z, t)$ parcourt une droite dans le plan perpendiculaire à z et on dit que la polarisation est linéaire,
- si les deux composantes transverses de \vec{E} sont en quadrature de phase et ont même amplitude, l'extrémité du vecteur $\vec{E}(z, t)$ décrit un cercle dans le plan perpendiculaire à z et la polarisation est dite circulaire,
- enfin, dans le cas le plus général où le déphasage entre les deux composantes transverse de \vec{E} est quelconque, l'extrémité de \vec{E} décrit une ellipse dans le plan perpendiculaire à z . La polarisation est elliptique.

En optique guidée, dans les fibres, le mode fondamental se décompose sur deux modes dont la polarisation est quasi linéaire (le mode HE_{11x} polarisé dans la direction des x , et le mode HE_{11y} polarisé dans la direction des y , perpendiculaire). Toute onde injectée dans une fibre monomode se décompose donc sur la base de ces deux modes.

Si la fibre est isotrope, les directions de polarisation x et y sont quelconques (x et y restent néanmoins perpendiculaires) et les indices effectifs des deux modes $n_{\text{eff}x}$ et $n_{\text{eff}y}$ sont identiques. Cela signifie que l'état de polarisation d'une onde injectée dans la fibre est conservé au cours de la propagation.

Au contraire, dans une fibre anisotrope, il existe seulement deux directions x et y perpendiculaires (axes neutres) dans le plan de la section droite de la fibre telles qu'une onde injectée polarisée linéairement suivant cette direction conserve sa polarisation linéaire.

Les deux modes HE_{11x} et HE_{11y} polarisés linéairement dans les directions x et y (modes propres de polarisation) ont des indices effectifs $n_{\text{eff}x}$ et $n_{\text{eff}y}$ différents. Une onde polarisée linéairement dans une direction quelconque se décompose sur la base des deux modes de polarisation qui se propagent en se déphasant. L'état de polarisation de l'onde guidée évolue donc tout au long de la propagation. La biréfringence linéaire de phase est définie par :

$$B_{\varphi} = (n_{\text{eff}y} - n_{\text{eff}x}) \quad \text{I. 44}$$

Nous sous-entendons dans la suite que les axes neutres restent parallèles à eux-mêmes tout au long de la fibre, c'est-à-dire qu'aucune cause intrinsèque ou extrinsèque ne leur impose de rotation. Autrement dit nous supposons que la fibre est exempte de biréfringence circulaire.

Dans une fibre, la longueur de propagation nécessaire pour qu'une onde retrouve son état de polarisation initial est la longueur de battement qui vaut :

$$L_B = \frac{\lambda}{B_\varphi} \quad \text{I. 45}$$

L'anisotropie d'une fibre qui induit la levée de la dégénérescence des deux modes de polarisation et l'apparition de la biréfringence linéaire de phase (que nous appelons "biréfringence de phase" pour simplifier) peut avoir deux causes intrinsèques. La première réside dans la rupture, volontaire ou non, de la symétrie de $2\pi/n$ de la section droite de la fibre ($n=\infty$ dans une fibre classique à symétrie de révolution, $n=6$ dans une FMAS RTI). La deuxième est l'existence éventuelle de contraintes anisotropes au sein du matériau constitutif de la fibre qui donnent alors à l'indice de réfraction un caractère tensoriel. Ces contraintes ont pu apparaître contre la volonté des fabricants lors des étapes de fabrication ou, au contraire, être introduites délibérément en vue d'augmenter la biréfringence pour des raisons que nous allons rappeler maintenant.

Pour conserver l'état de polarisation de l'onde injectée, ce qui est indispensable pour de nombreuses applications mettant en jeu des techniques d'interférométrie par exemple, il faut injecter une onde selon un axe neutre et éviter tout couplage avec la polarisation orthogonale au cours de la propagation. La première solution consisterait à utiliser une fibre non biréfringente et non perturbée (par des courbures, microcourbures, compressions, etc...), puisque le transfert d'énergie d'un mode de polarisation à l'autre se fait à l'occasion de perturbations du guide. Mais dans la pratique on ne peut garantir cette absence de perturbations d'un bout à l'autre de la fibre. Le deuxième moyen est de choisir une fibre avec une longueur de battement très différente de la période moyenne des perturbations qui est de l'ordre d'une dizaine de centimètres, pour que le couplage entre les deux polarisations ait une efficacité négligeable. C'est la raison pour laquelle ont été conçues des fibres avec une très courte longueur de battement (moins de 1 cm), c'est-à-dire des fibres hautement biréfringentes, capable de maintenir dans un mode de polarisation, tout au long de la propagation, l'énergie qui y a été injectée (fibres à "maintien de polarisation").

Parmi les fibres à maintien de polarisation réalisées par les méthodes classiques de CVD (Chemical Vapor Deposition), citons :

- les fibres à cœur elliptique (les 2 axes neutres sont les axes de l'ellipse) dont la biréfringence est essentiellement due à la géométrie du cœur à 2 axes de symétrie (biréfringence de forme)

- les fibres "bow-tie" ou les fibres "panda" dans lesquelles ont été créés deux zones de contraintes localisées sur un diamètre, de part et d'autre du cœur (figure I.24). Pour créer des contraintes dans ces zones symétriques, des dopants (Bore, Fluor...) ont été localement incorporés à la silice lors de l'élaboration de la préforme. Dans ces zones dopées, le coefficient de dilatation du matériau est différent de celui de la silice pure. Ainsi à l'issue du fibrage, lors du refroidissement de la fibre, les zones dopées dont le coefficient de dilatation est plus élevé se contractent plus et contraignent le cœur. La répartition anisotrope des contraintes induit, par effet élasto-optique, l'apparition d'une anisotropie d'indice. Dans une fibre panda, les deux axes de symétrie des contraintes constituent les axes neutres de la fibre.

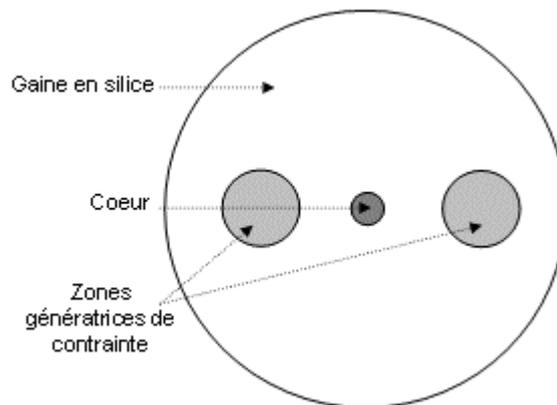


Figure I. 24 : répartition des différentes régions dans une fibre "panda"

Comme nous le verrons plus loin, la technique de fabrication des FMAS RTI rend facile la réalisation de fibres à maintien de polarisation, en brisant la symétrie de $\pi/3$ de la structure.

Au contraire, la fabrication d'une FMAS RTI à biréfringence minimale nécessite le respect de la symétrie de $\pi/3$ et l'absence de contraintes anisotropes résiduelles.

Nous étudierons, dans le chapitre suivant, l'influence de petites imperfections géométriques sur la biréfringence des FMAS RTI et nous rechercherons l'existence d'éventuelles contraintes au sein de fibres fabriquées.

IV.6.1.2 Dispersion de mode de polarisation (PMD) et biréfringence de groupe

Dans une fibre monomode anisotrope, une impulsion lumineuse est portée par les deux modes de polarisation H_{E11x} et H_{E11y} qui se propagent avec des vitesses de groupe différentes

$v_{gx} = \frac{c}{N_{gx}}$ et $v_{gy} = \frac{c}{N_{gy}}$ respectivement, où N_{gx} et N_{gy} sont les indices de groupe associés aux deux modes de polarisation (voir relation I.35).

La biréfringence de groupe est :

$$B_g = (N_{gy} - N_{gx}) = (n_{effy} - n_{effx}) - \lambda \left(\frac{dn_{effy}}{d\lambda} - \frac{dn_{effx}}{d\lambda} \right) = B_\phi - \lambda \frac{dB_\phi}{d\lambda} \quad \text{I. 46}$$

Une des conséquences de l'existence de la biréfringence de groupe est que les temps de groupe de l'impulsion portée par les deux modes de polarisation (respectivement t_x et t_y) sont différents. On définit la dispersion de mode de polarisation (PMD) comme étant la différence de temps de groupe par unité de longueur, soit :

$$PMD = \frac{(t_y - t_x)}{L} \quad \text{I. 47}$$

Le lien entre PMD et biréfringence de groupe dépend de l'existence ou non de couplage entre les deux polarisations :

- En l'absence de couplage (régime "courte distance"), les temps de groupe sont

respectivement $t_x = \frac{N_{gx} \cdot L}{c}$ et $t_y = \frac{N_{gy} \cdot L}{c}$ de sorte que la relation entre PMD et

biréfringence de groupe est $PMD = \frac{B_g}{c}$. Dans ce cas les états propres de

polarisation sont les polarisations des deux modes H_{E11x} et H_{E11y} . D'un point de vue temporel, les paquets de fréquences qui se propagent sur les axes neutres ne sont pas transmis à la même vitesse ce qui a pour conséquence l'élargissement temporel de l'impulsion. D'un point de vue fréquentiel, l'état de polarisation de l'onde varie en fonction de sa longueur d'onde. Sur la figure I.25, est illustrée la propagation d'une onde électromagnétique polarisée rectilignement. La polarisation rectiligne est à 45° des deux axes neutres de la fibre. En sortie la nature de la polarisation est différente en fonction de la longueur d'onde. Par exemple elle est elliptique gauche pour λ_1 et circulaire droite pour λ_2 .

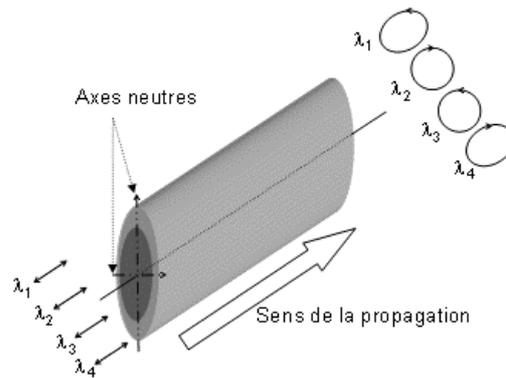


Figure I. 25 : interprétation fréquentielle de la PMD dans le régime courte distance

Si les deux modes de polarisation se couplent au cours de la propagation ("régime longue distance") en raison de variations de la forme le long de l'axe ou de contraintes locales intrinsèques ou extrinsèques, le problème est beaucoup plus complexe [57]. La fibre peut être considérée comme une succession de tronçons élémentaires possédant chacun deux axes neutres, les couplages intervenant au niveau des connexions des tronçons. Retenons cependant qu'il existe deux états propres de polarisation pour la fibre, qu'on ne peut connaître a priori. L'étalement des couplages contrarie l'élargissement de l'impulsion [58].

Dans la partie de notre étude que nous consacrons à la mesure de la biréfringence de FMAS RTI, nous travaillerons avec des tronçons de fibre courts (environ 2m) installés sur un support rectiligne sans contraintes, de sorte que nous pouvons nous placer dans le cas du régime "courte distance".

IV.6.2 Biréfringence de groupe et biréfringence de phase dans les FMAS RTI

En raison des symétries des FMAS RTI décrites au paragraphe IV.5, les deux modes de polarisation du mode fondamental sont dégénérés. Les axes neutres sont quelconques, la biréfringence de phase est nulle et la longueur de battement est infinie.

En introduisant des contraintes anisotropes ou en cassant la symétrie de $\pi/3$, on provoque une levée de la dégénérescence des deux modes et l'apparition d'une biréfringence de phase.

Le tableau I.6 résume quelques mesures de biréfringence des FMAS RTI rapportées dans la littérature. Les figures I.26 (a)-(f) illustrent respectivement le profil des fibres a-f.

Les fibres a, b et c ont été conçues pour présenter une biréfringence élevée. Les biréfringences des fibres a et b sont essentiellement des biréfringences de forme, comme le montre la figure I.26 (a) et (b) (présence de 2 trous plus gros sur un diamètre pour la fibre de la figure I.26 (a), ovalisation des trous dans une direction pour la fibre de la figure I.26 (b)).

La fibre c a été réalisée en introduisant des contraintes par l'intermédiaire de deux barreaux de silice dopée au bore dans la préforme [59]. La longueur de battement (16,6 mm à 1550 nm) est sensiblement plus grande que pour les fibres a et b (resp. 1,2 mm et 3,5 mm).

N° de fibre	Λ (μm)	d (μm)	d/Λ	Diamètre du cœur (μm)	B_φ	B_g	L_B (mm)
a [60]	Figure I.26 (a)				1,3e-3	-	1,2
b [61]	Figure I.26 (b)				4,4e-4	-	3,5
c [62]	3,2	1,54	0,48	4,9	9,3e-5	1,5e-4	16,6
d [63]	1,4	0,84	0,6	2	1,8e-4	6,75e-5	8,8
e [63]	2,3	0,92	0,4	3,5	5e-5	6,4e-5	30,7
f [64]	1,8	1,6	1,1	2	1e-3	-	1,55

Tableau I. 6 : biréfringence de phase et longueur de battement à 1550 nm

Contrairement aux fibres décrites précédemment, les fibres d, e et f ont été conçues pour présenter une symétrie de $\pi/3$ et donc, a priori, une biréfringence la plus faible possible (figure I.26 (d)-(f)). Cependant, comme on peut le constater dans le tableau I.6, les biréfringences de phase et de groupe mesurées sont étonnamment élevées. Par exemple la biréfringence de la fibre d est supérieure à celle de la fibre c conçue pour être biréfringente. Mais l'exemple le plus frappant est celui de la fibre f dont la biréfringence est de l'ordre de grandeur de celle de la fibre a malgré la symétrie apparente de sa section droite.

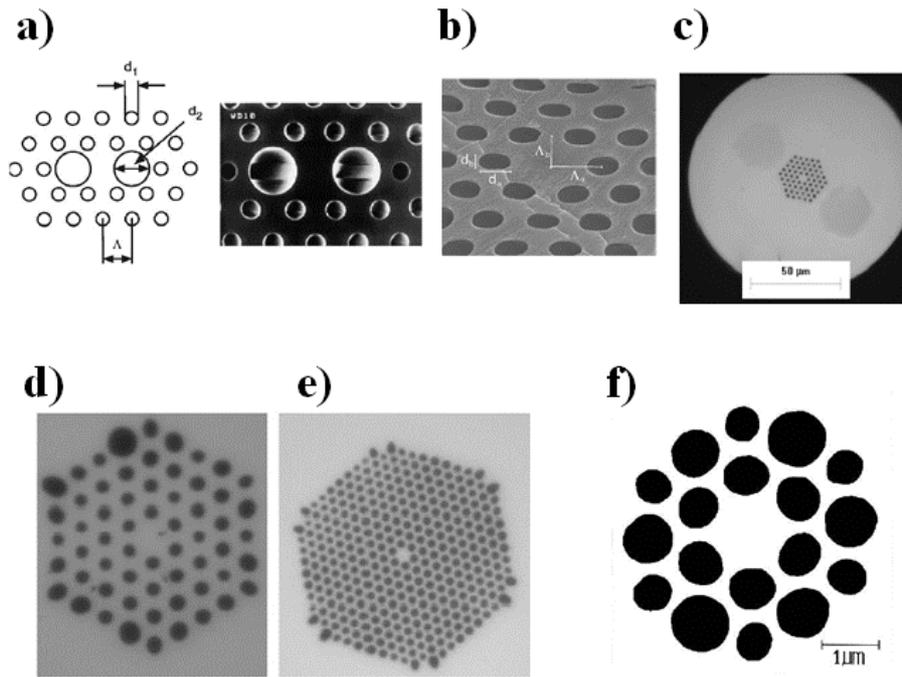


Figure I. 26 : image au microscope à balayage électronique de fibres présentant une biréfringence de phase élevée. Paramètres géométriques des fibres montrés en (a) : $d_1/d_2 = 0,4$ [60] , (b) : $\Lambda_a = 3,82\mu\text{m}$, $\Lambda_b = 2,3\mu\text{m}$ $d_a = 2,1\mu\text{m}$, $d_b = 1,1\mu\text{m}$ [61] , (c) $\Lambda = 3,2\mu\text{m}$ $d = 1,54\mu\text{m}$ [62] , (d) $\Lambda = 1,4\mu\text{m}$ $d = 0,84\mu\text{m}$ [63] , (e) $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$ $d = 0,92\mu\text{m}$ [63] et (f) $\Lambda = 1,8\mu\text{m}$ $d = 1,6\mu\text{m}$ [64]

L'un des objectifs des travaux sur la biréfringence des FMAS RTI que nous développons au chapitre suivant sera d'étudier et d'expliquer la forte biréfringence mesurée dans des fibres présentant une apparente symétrie de $\pi/3$. La compréhension des causes de cette biréfringence est indispensable en vue de fournir aux technologues des indications pour guider la fabrication de fibres à très faible biréfringence.

V Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord décrit deux types de guidage pouvant opérer dans les FMAS, l'un basé sur l'effet BIP dans la gaine et l'autre sur la RTI. Ces deux guidages conduisent à distinguer deux classes de FMAS : les "FMAS BIP" et les "FMAS RTI".

Bien que mettant en œuvre un principe connu et exploité depuis longtemps dans les fibres classiques, les FMAS RTI présentent des propriétés de propagation originales que nous avons brièvement décrites (propagation monomode large bande, possibilité d'ajuster largement l'aire effective des modes guidés et leur dispersion chromatique...). Ces propriétés

très attractives pour de nombreuses applications expliquent l'engouement que les FMAS RTI ont suscité dans de nombreux laboratoires au cours des dernières années.

En comparaison de la quantité considérable de travaux théoriques et de simulations, les caractérisations expérimentales fines des FMAS RTI apparaissent relativement rares. Pourtant l'étude bibliographique que nous avons présentée montre qu'il existe de nombreuses lacunes à combler dans ce domaine. L'objectif de la recherche développée dans les trois prochains chapitre est d'apporter une contribution à ce travail, en ce qui concerne la biréfringence des FMAS RTI monomodes, la dispersion chromatique du mode fondamental et la détermination de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode.

Nos travaux sur la biréfringence auront pour but d'identifier les causes de la forte biréfringence observée dans des fibres à symétrie de $\pi/3$ apparente, par différents auteurs [63][64] et dans notre laboratoire.

La dispersion chromatique des FMAS RTI sera mesurée sur une large plage de longueurs d'onde pour permettre un suivi de son évolution spectrale et pour évaluer sa sensibilité aux variations des paramètres géométriques.

Enfin nous avons noté que les méthodes habituelles de déterminations de λ_c sont inadaptées aux FMAS RTI. L'imagerie en champ proche et/ou lointain est une méthode trop approximative, peu fiable, qui ne permet pas d'obtenir des résultats pertinents. Nous proposerons une nouvelle méthode basée sur une analyse azimutale du champ émergant pour réaliser cette mesure.

*Chapitre II : étude de la biréfringence dans
quelques FMAS RTI en régime monomode*

I Introduction

La biréfringence linéaire des FMAS RTI trouve son origine soit dans l'existence de contraintes au sein de la fibre, soit dans le fait que, volontairement ou non, la section droite ne présente pas la symétrie de $\pi/3$ parfaite des FMAS RTI idéales. Comme nous l'avons montré précédemment, cette symétrie peut être détruite volontairement pour fabriquer des FMAS RTI à maintien de polarisation [65]. Dans ces conditions on se doute que la fabrication des FMAS RTI à biréfringence réduite nécessite le respect d'un cahier des charges strict. Afin de pouvoir établir celui-ci, il faut identifier préalablement les causes possibles de la biréfringence dans les FMAS RTI et surtout évaluer pour chacune d'elle l'ampleur de la biréfringence qu'elle est susceptible de provoquer. Autrement dit, il est nécessaire d'apporter les réponses les plus précises possibles, aux deux questions suivantes :

- quelles sont les contributions respectives des contraintes résiduelles et des imperfections géométriques à la biréfringence d'une FMAS RTI fabriquée ?
- parmi les défauts géométriques possibles, quels sont ceux qui ont la plus forte influence sur la biréfringence ?

Dans ce contexte nous avons orienté nos travaux dans plusieurs directions :

- choix et mise en œuvre d'une méthode de mesure de la biréfringence de différentes FMAS RTI, à symétrie de $\pi/3$ apparente,
- calcul de la biréfringence de chacune de ces fibres par la méthode des éléments finis à partir d'un maillage de leur section droite réelle,
- comparaison des résultats de calculs et de mesures,
- évaluation de la dépendance thermique de la biréfringence mesurée pour déterminer l'existence ou non de contraintes résiduelles au sein de la fibre, qui seraient apparues lors des opérations de fibrage,
- calcul de la biréfringence induite par différents types de défauts géométriques, en fonction de leur ampleur, afin de permettre une explication des résultats obtenus avec des fibres réelles.

II Méthodes de mesure de la biréfringence

Nous allons présenter une méthode de mesure de biréfringence de phase, puis nous décrirons deux bancs permettant de mesurer la biréfringence de groupe.

II.1 Mesure de la biréfringence de phase par la méthode magnéto-optique

Cette méthode permet de mesurer directement la longueur de battement de la fibre. Elle repose sur l'exploitation de l'effet Faraday. Celui-ci est à l'origine d'une rotation du plan de polarisation d'un angle θ d'une onde plane polarisée rectilignement en présence d'un champ magnétique d'amplitude B [II.2] :

$$\theta = VBl \quad \text{II. 1}$$

où V est appelée la constante de Verdet bien qu'elle dépende de la longueur d'onde et du matériau et l est la longueur de matériau traversé. Les valeurs de V sont de l'ordre de 10^{-6} rad/A dans le cas de la silice pure autour de 1500 nm.

Le dispositif expérimental est décrit par le schéma de la figure II.1.

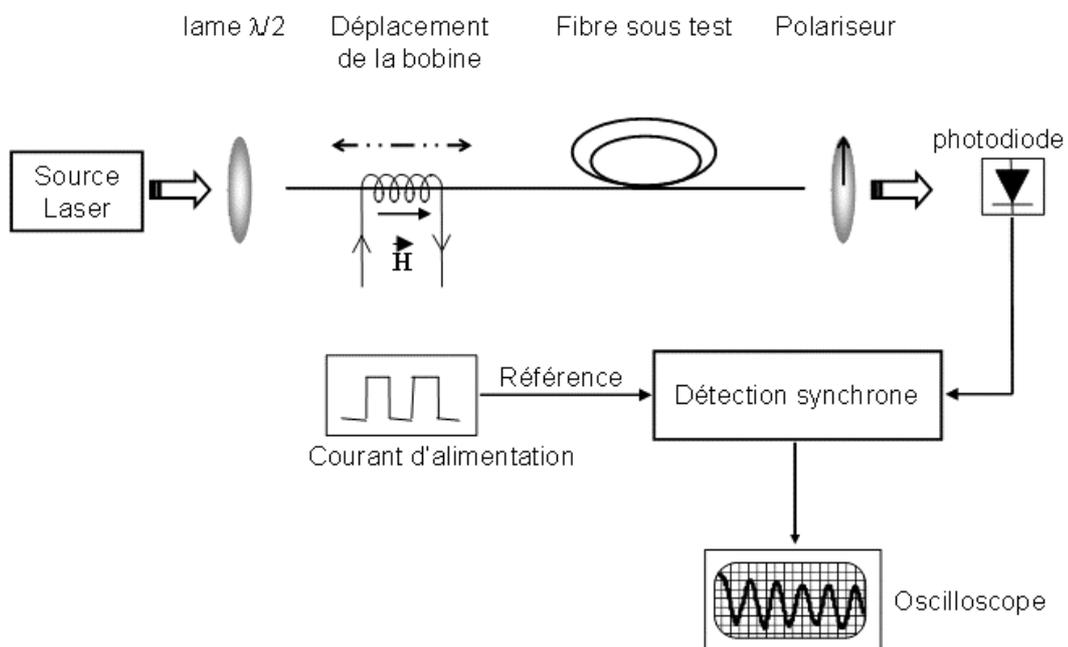


Figure II. 1 : dispositif expérimental de la méthode magnéto-optique

La lumière émise par une source laser est polarisée rectilignement et la direction de polarisation est orientée à volonté par la traversée d'une lame $\lambda/2$. Le faisceau ainsi polarisé est injecté dans le tronçon de fibre à caractériser. La direction de polarisation injectée est celle

d'un axe neutre de la fibre. Ainsi, la polarisation sera conservée au cours de la propagation et demeurera rectiligne en sortie.

La fibre sous test est installée dans un tube fin pour éviter les courbures qui seraient susceptibles de perturber la mesure. Le tube traverse une bobine mobile suivant son axe qui permettra, lors de la mesure, d'appliquer localement un champ magnétique sur la fibre. L'application du champ magnétique (de l'ordre de 14.10^3 A/m) induit une rotation de la polarisation dans la fibre au niveau de la bobine (effet Faraday). L'état de polarisation en sortie de la fibre dépend alors de la position de la bobine le long de l'axe. Il se retrouve identique à lui-même lorsque la bobine a été translatée d'une longueur égale à la longueur de battement. Ainsi, le niveau de puissance traversant un polariseur (appelé analyseur) placé en sortie de fibre varie périodiquement au cours de la translation de la bobine et la période est égale à la longueur de battement L_B de laquelle on peut déduire la biréfringence de phase à l'aide de la relation I.45.

Pour mesurer la longueur de battement, la lumière analysée au travers d'un polariseur est détectée par une photodiode associée à une détection synchrone au cours de la translation de la bobine. Le signal périodique détecté est visualisé sur un oscilloscope.

La plus courte longueur de battement mesurable est approximativement égale à la longueur de la bobine qui peut difficilement être inférieure à 1 cm pour que le champ magnétique soit suffisant.

En général, cette méthode non destructive ne permet donc de mesurer que des longueurs de battement supérieures à 1 cm. Notons qu'il existe cependant des montages plus sophistiqués qui permettent d'appliquer ponctuellement un champ suffisamment fort pour mesurer une longueur de battement minimale égale à 0,4 mm, ce qui augmente le domaine de validité de la méthode [67].

Au cours de nos travaux, nous avons collaboré avec le laboratoire CORIA à Rouen et l'ENSSAT à Lannion au sein desquels la méthode classique (L_B minimale = 1 cm) a été mise en œuvre par Thierry Chartier et al.

II.2 Mesure de la biréfringence de groupe

II.2.1 Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR)

L'objectif est de déduire la biréfringence de groupe d'un tronçon de fibre à partir du coefficient de réflectivité complexe de sa face de sortie, lui-même calculé par transformée de Fourier d'un réflectogramme préalablement enregistré. Pour réaliser ce réflectogramme, on

utilise deux interféromètres de Michelson disposés comme le montre le schéma du dispositif expérimental présenté à la figure II.2. L'interféromètre de droite (interféromètre de mesure) est illuminé par une source blanche. Un coupleur "deux vers deux" joue le rôle de lame séparatrice. La lumière est envoyée de manière équilibrée vers le bras d'air dont la longueur est variable et vers le bras de mesure dans lequel est insérée la fibre. Une photodiode placée en sortie de montage permet de détecter le signal provenant de l'interféromètre (réflectogramme).

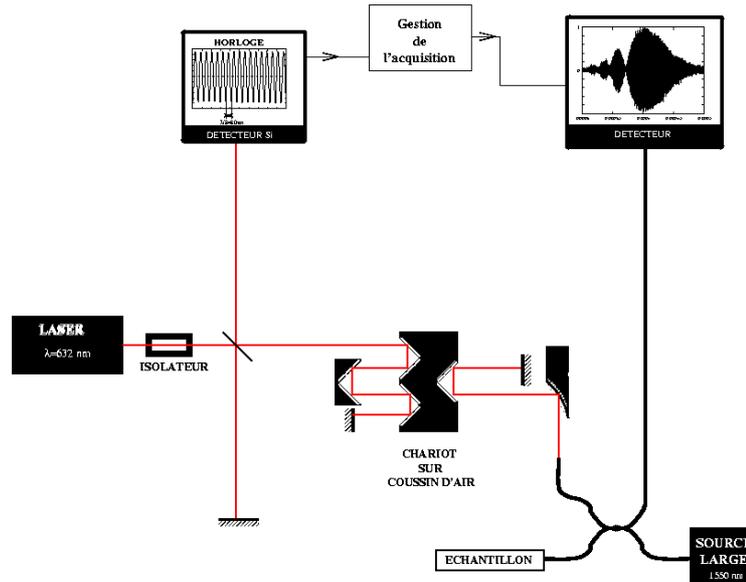


Figure II. 2: schéma du réflectomètre optique à faible cohérence sensible à la phase [69]

En présence de biréfringence, si l'onde incidente n'est pas polarisée, le réflectogramme présente des cannelures qui résultent de l'interférence des deux modes de polarisation excités. La période des cannelures dépend de la biréfringence de groupe du tronçon de la fibre. Pour calculer effectivement celle-ci, il faut travailler sur le coefficient de réflexion complexe donné par la transformée de Fourier du réflectogramme [68]. Afin d'effectuer numériquement cette transformée de Fourier, le signal détecté doit être échantillonné avec un pas suffisamment fin pour respecter le critère de Shannon (la fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être supérieure ou égale à 2 fois la fréquence maximum contenue dans ce signal). La transformée de Fourier numérique du réflectogramme échantillonné fournit le module et la phase de la réflectivité complexe de la face de sortie de la fibre. Le module de cette réflectivité (spectre) présente des cannelures espacées de $\delta\lambda$ et la biréfringence de groupe en est déduite avec :

$$B_g = \frac{\lambda^2}{2L.\delta\lambda} \quad \text{II. 2}$$

où L est la longueur du tronçon de fibre

La relation II.2 est démontrée dans le paragraphe suivant.

La régularité du pas d'échantillonnage dépend du contrôle de la position du miroir de référence de l'interféromètre de mesure. Pour contrôler cette position on utilise un second interféromètre de Michelson (interféromètre de calibration) dont l'un des bras, de longueur ajustable, est couplé au bras de référence de l'interféromètre de mesure par l'intermédiaire du chariot coulissant qui porte les miroirs de renvoi.

La source utilisée pour l'interféromètre de calibration est un laser He-Ne spectralement très stable. Lorsque le chariot se déplace, l'intensité du signal en sortie varie sinusoïdalement. Ce signal, dont la période vaut $\lambda_{\text{laser He-Ne}}/8n_{\text{air}}$ c'est-à-dire $(79,123929 \pm 4e-6)$ nm dans le montage replié de la figure II.2, est utilisé pour commander le dispositif d'acquisition et pour fixer précisément le pas d'échantillonnage du signal délivré par l'interféromètre de mesure.

Une photodiode placée en sortie de montage permet de détecter le signal provenant de l'interféromètre.

II.2.2 Méthode du spectre cannelé

Le schéma illustrant le principe de la méthode est présenté à la figure II.3.

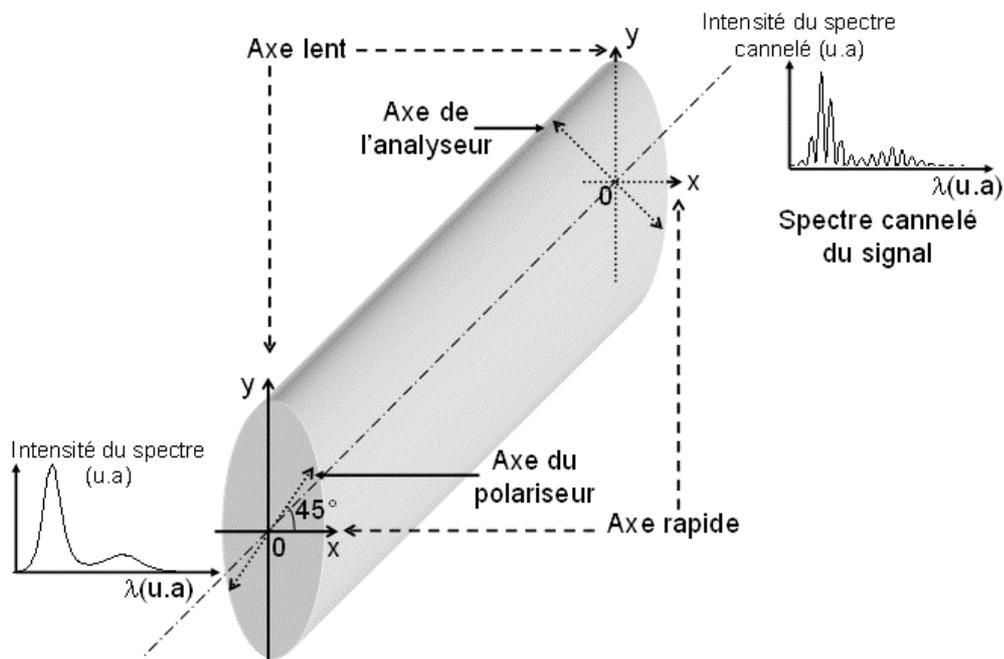


Figure II. 3 : principe de la méthode du spectre cannelé

On utilise une source à large spectre. En entrée du montage on place un polariseur orienté à 45° des axes neutres de la fibre. Ainsi, en décomposant la composante transverse du champ électrique incident dans le repère (O, x, y) défini par les deux axes neutres, on obtient les deux composantes données par les expressions II.3.

$$\begin{cases} E_x = Ae^{j\omega t} \\ E_y = Ae^{j\omega t} \end{cases} \quad \text{II. 3}$$

Si β_x et β_y sont les constantes de propagation des deux modes polarisés respectivement suivant O_x et O_y , les expressions de E_x et E_y après une longueur L de propagation sont (les pertes sont négligées) :

$$\begin{cases} E_x = Ae^{j(\omega t - \beta_x L)} \\ E_y = Ae^{j(\omega t - \beta_y L)} \end{cases} \quad \text{II. 4}$$

En sortie de fibre, un second polariseur est placé à 45° des axes neutres pour analyser le signal émergent.

Le champ traversant le polariseur est :

$$E = E_x \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) + E_y \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) = \frac{A}{\sqrt{2}} e^{j(\omega t - \beta_x L)} (1 + e^{-j(\beta_y - \beta_x)L}) \quad \text{II. 5}$$

L'intensité du champ est :

$$I = \frac{1}{2} A^2 (1 + \cos(\beta_y - \beta_x)L) = \frac{1}{2} A^2 (1 + \cos(\Delta\beta(\omega)L)) \quad \text{II. 6}$$

$\Delta\beta(\omega)$ est la différence entre les constantes de propagation des deux modes de polarisation. Le développement en série de Taylor de $\Delta\beta$ autour de la pulsation ω_0 permet d'écrire :

$$I = \frac{1}{2} A^2 \left[1 + \cos\left(\Delta\beta(\omega_0)L + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} L \right) \right] \quad \text{II. 7}$$

Le spectre du signal détecté est donc périodique de période $\delta\omega$ donnée par :

$$\delta\omega = \frac{2\pi}{L} \left(\left. \frac{d\Delta\beta(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \right)^{-1} \quad \text{II. 8}$$

En passant dans le domaine spectral, avec $\omega = 2\pi c/\lambda$, la relation II.8 devient :

$$\delta\lambda = \frac{2\pi}{L} \left(\left. \frac{d\Delta\beta(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \right)^{-1} \quad \text{II. 9}$$

où $\delta\lambda$ est la période du spectre du signal détecté.

Or

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{eff} \quad \text{II. 10}$$

avec Δn_{eff} la biréfringence de phase égale à $n_{effx} - n_{effy}$.

Donc

$$\left. \frac{d\Delta\beta(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left[\Delta n_{eff} - \lambda \frac{d\Delta n_{eff}}{d\lambda} \right] = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta N_g = -\frac{2\pi}{\lambda^2} B_g \quad \text{II. 11}$$

Finalement, B_g est déduite de $\delta\lambda$ par :

$$B_g \Big|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{\lambda_0^2}{L\delta\lambda} \quad \text{II. 12}$$

Compte tenu de la résolution des spectromètres utilisés (0,07 nm) et de la longueur habituelle des tronçons de fibre testée (2 à 3 m), on voit que la biréfringence de groupe mesurable peut être élevée. Par exemple, à 1550 nm, avec $\delta\lambda = 1$ nm et $L=2$ m, on obtient $B_g \approx 1e-3$.

La méthode interférométrique permet de mesurer des biréfringences de groupe élevées (10^{-3}) avec des longueurs de tronçon relativement courtes (2-3m) à partir de l'exploitation du spectre cannelé affiché en bout de banc. De plus cette méthode, non destructive, est simple à mettre en œuvre. C'est pour l'ensemble de ces raisons que nous avons décidé de mettre en place un banc expérimental basé sur cette méthode pour caractériser la biréfringence des fibres que nous avons étudiées.

II.3 Mise en œuvre de la méthode du spectre cannelé

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure suivante :

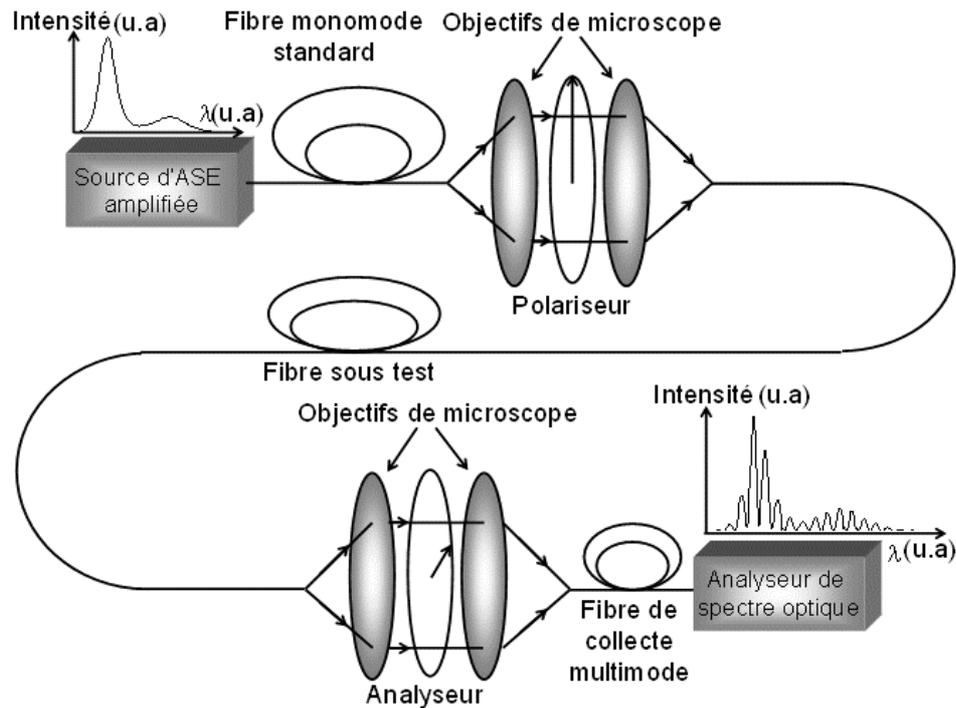


Figure II. 4 : dispositif expérimental mettant en oeuvre la méthode du spectre cannelé

La source large bande utilisée est une source basée sur l'émission spontanée amplifiée (ASE), utilisant une fibre dopée erbium pompée à 980 nm, de largeur spectrale 30 nm autour de 1538 nm (il s'agit de la longueur d'onde centrale du spectre d'ASE). La sortie de cette source est raccordée à une fibre standard, monomode dans la bande de longueurs d'onde de travail. La lumière émergent de cette fibre n'est pas polarisée.

Le faisceau issu de la fibre monomode standard est collimaté à l'aide d'un premier objectif de microscope avec un grandissement de 20. Le faisceau parallèle émergent de l'objectif traverse un filtre qui polarise rectilignement (polariseur) la lumière incidente. Puis cette lumière est injectée dans la fibre sous test à l'aide d'un deuxième objectif de microscope dont le grandissement et l'ouverture numérique sont adaptés à celle-ci de manière à y coupler la lumière avec un rendement maximum.

A la sortie de la fibre sous test, nous utilisons un système optique du même type qu'à l'entrée du montage (polariseur à 45° des axes neutres placé entre deux objectifs de microscope). La lumière sortant de ce système d'analyse est collectée dans une fibre multimode dont le diamètre de cœur est de 50 μm , et son spectre est affiché à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Anritsu MS9702A) de résolution maximale égale à 0,07 nm.

La procédure suivie pour orienter les deux polariseurs à 45° des axes neutres, conformément aux conditions décrites dans le principe de la méthode, est la suivante. On recherche d'abord les orientations respectives du polariseur d'entrée et du polariseur de sortie

(analyseur) telles qu'aucun flux lumineux n'est détecté par l'analyseur. Lorsque cette condition est remplie, cela signifie que le polariseur d'entrée est orienté suivant un axe neutre de la fibre et que l'analyseur est orienté suivant l'axe perpendiculaire. Il suffit alors de tourner chacun des polariseurs de 45° pour obtenir les conditions expérimentales recherchées.

A cause de la biréfringence de groupe de la fibre, le spectre présente des cannelures (voir relation II.12). L'exploitation du spectre pour évaluer B_g consiste simplement à mesurer la période des cannelures $\delta\lambda$ et à appliquer la relation II.12.

Pour confronter les résultats des mesures que nous allons effectuer à des prévisions théoriques, nous devons calculer la biréfringence des fibres testées prenant en compte le profil géométrique réel de leur section droite. Le chapitre suivant présente la démarche suivie pour ces futures modélisations.

III Méthode des éléments finis pour le calcul de la biréfringence de FMAS réelles

III.1 Généralités

La méthode des Eléments Finis (MEF) est utilisée pour calculer les distributions des champs et les constantes de propagation des modes des FMAS RTI étudiées. C'est une méthode numérique qui permet la résolution d'un système discret d'équations aux dérivées partielles en le transformant en un système continu d'équations algébriques. La première étape consiste à décrire le domaine d'étude, c'est-à-dire, dans le cas qui nous intéresse, la section transverse de la fibre, par un nombre fini de sous espaces qui sont caractérisés par des formes, des tailles et des propriétés physiques différentes (cette étape est le maillage). Des conditions aux limites sont imposées aux frontières de ces sous espaces pour conduire à l'unicité des solutions. Ensuite des fonctions d'interpolation, qui fournissent une forme approchée de la solution, sont définies dans chacun des sous espaces à partir des valeurs calculées aux nœuds du maillage. La solution (c'est-à-dire la valeur du champ en tout point) est une somme pondérée de ces fonctions d'interpolation. Pour une description détaillée de la méthode appliquée aux modes de la FMAS RTI, on pourra se rapporter à la thèse d'Ambre Peyrilloux [70].

III.2 Application de la MEF à différentes FMAS RTI réelles

Nous utilisons le logiciel du commerce "Femlab". La description précise des caractéristiques de propagation des FMAS RTI considérées (en particulier la biréfringence et la dispersion chromatique du premier mode) nécessite que la section droite maillée soit une représentation la plus exacte possible de la section droite réelle de la fibre. Autrement dit, avant tout calcul, il est nécessaire d'acquérir une image sans déformation et à l'échelle de la face de sortie de la fibre considérée. Cette image est acquise à l'aide d'un Microscope à Balayage Electronique (MEB). Comme nous le verrons plus loin, cette opération, simple en apparence, s'avère critique en vue de l'obtention ultérieure de résultats de modélisation fiables. Avant de traiter les questions liées à la modélisation nous allons donc préciser les conditions d'acquisition d'images MEB correctes.

La procédure suivie est la suivante. L'extrémité de l'échantillon de fibre est d'abord dénudé, soigneusement nettoyé avec de l'éthanol puis clivé en s'assurant que le plan du clivage est perpendiculaire à l'axe de la fibre. Comme la technique d'imagerie par MEB est basée sur un bombardement électronique de l'échantillon caractérisé, il faut s'assurer que les charges reçues par celui-ci sont bien évacuées, sous peine de perturber l'acquisition de l'image au fur et à mesure que l'échantillon se charge. Pour permettre l'évacuation de ces charges, comme la silice est un isolant, on dépose à son extrémité une fine couche métallique (quelques nanomètres). L'échantillon est ensuite installé dans l'enceinte du microscope, sur un support dont on peut contrôler l'orientation afin d'obtenir une prise de vue orthogonale à la face de la fibre. Compte tenu des graduations du vernier de ce support, la précision sur la position angulaire de ce dernier est d'environ $0,5^\circ$. Nous verrons un peu plus loin les conséquences d'une mauvaise orientation du support sur l'image acquise et sur les résultats de modélisation correspondantes.

Les deux paramètres à contrôler pour obtenir une image nette et bien contrastée sont la tension d'accélération à laquelle sont soumis les électrons et le diamètre du faisceau d'électrons. L'image MEB présente plusieurs niveaux de gris. Les trous d'air de la FMAS RTI apparaissent en sombre car les électrons qui pénètrent dans les trous ne sont pas réfléchis. La surface métallique qui recouvre la silice permet la réflexion des électrons qui bombardent l'échantillon. Ces électrons réfléchis sont captés. Les zones de silice apparaissent en plus claires. Cette différence de niveau de gris entre la silice et l'air nous sert à identifier les zones de silice et d'air. On définit un niveau de gris intermédiaire qui va servir de seuil de décision pour délimiter les deux milieux. Les zones de l'image MEB qui auront un niveau de gris

supérieur à ce seuil (respectivement inférieur) seront de l'air (respectivement de la silice). Une fois que ces deux zones sont clairement identifiées, il faut reconnaître les contours des trous de la section droite de la FMAS modélisée. L'identification et la délimitation des zones de silice et d'air sont réalisées à l'aide d'un programme développé sous Matlab. La figure II.5 illustre les différentes étapes qui permettent de passer de l'image MEB à l'image à partir de laquelle nous allons commencer nos calculs sous Femlab. Les figures II.5 (a), (b) et (c) montrent respectivement l'image MEB, l'image noir et blanc présentant les zones de silice et d'air, puis l'image représentant les contours des trous d'air. La fibre traitée ici est un exemple de FMAS RTI dont nous allons calculer et mesurer la biréfringence de groupe. Les paramètres moyens de cette fibre sont un pas de $2,3 \mu\text{m}$ et un diamètre de trous de $1,9 \mu\text{m}$. La description des paramètres géométriques des fibres que nous allons caractériser dans ce chapitre est détaillée dans le tableau II.1.

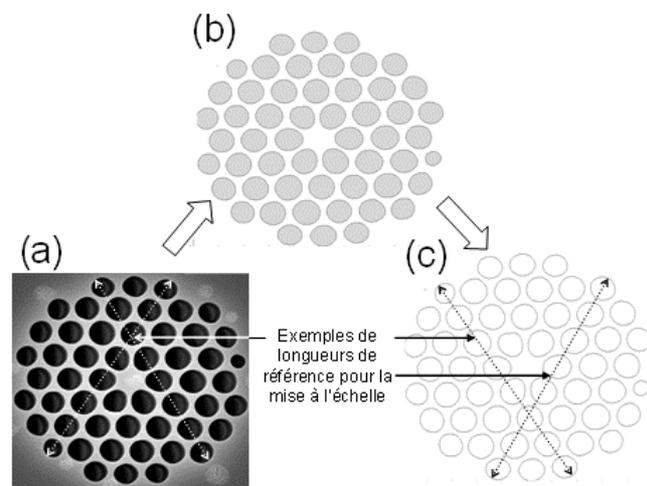


Figure II. 5 : traitement de l'image MEB

L'image qui est montrée à la figure II.5 (c) est importée vers notre logiciel de calcul. Une mise à l'échelle de toutes les dimensions est faite par une simple homothétie en utilisant comme référence la longueur réelle de plusieurs segments mesurés avec grande précision (figure II.5 (a)).

Une étape majeure du processus de calcul consiste ensuite à mailler la structure. L'étude du maillage d'une FMAS RTI a déjà été réalisée dans la référence [70] et nous nous appuyons sur les conclusions qui en avaient été tirées. Ainsi, il est nécessaire de choisir des tailles de mailles de $\lambda/6$ dans les zones où le champ est confiné [71]. Afin de réduire le nombre de mailles, il est possible de choisir des tailles plus importantes dans des régions où le

champ électromagnétique satisfaisant aux équations de Maxwell présente une amplitude négligeable par rapport au cœur de la structure. Nous étudierons par la suite l'influence du maillage sur les constantes de propagation calculées.

Dans ce chapitre nous allons utiliser le logiciel Femlab pour calculer les valeurs des constantes de propagation des deux modes de polarisation composant le mode fondamental guidé dans une FMAS RTI. De ces résultats, nous tirerons la biréfringence de phase de cette fibre. Puis de l'évolution spectrale de la biréfringence de phase, nous déduirons sa biréfringence de groupe en appliquant la relation II.12.

On constate que la justesse des résultats de simulations repose essentiellement sur la détermination la plus exacte possible des constantes de propagation des deux modes de polarisation. Cela signifie qu'avant d'entreprendre des simulations relatives aux fibres réelles étudiées, il est indispensable de s'assurer de la fiabilité de la démarche suivie et de celle du logiciel utilisé. Il est important en particulier de quantifier l'incertitude inhérente à la MEF sur les résultats obtenus.

Entre la prise d'image de la section droite de la fibre et l'affichage des valeurs de constante de propagation des modes de polarisation, il est indispensable d'identifier dans la démarche suivie les causes pouvant affecter l'exactitude des résultats. On cherche à évaluer leur influence sur les valeurs des constantes de propagation trouvées et on en tirera les enseignements nécessaires pour établir un mode opératoire le plus fiable possible.

Nous avons identifié trois causes susceptibles d'influencer le résultat de la simulation:

- lors de la prise d'image au MEB, l'existence d'un angle non nul entre la normale à la face de la fibre et la direction de prise d'image (angle "résiduel" induisant une erreur de parallaxe),
- lors du traitement de l'image, le choix du seuil de décision parmi les niveaux de gris pour identifier les zones d'air et de silice et donc pour localiser les interfaces entre les deux milieux,
- lors du maillage, le choix possible des dimensions des mailles dans les différents secteurs de la fibre.

Cependant, un réglage correct de la tension d'accélération des électrons et du diamètre du faisceau d'électrons du MEB lors de la prise d'image permet d'obtenir un excellent contraste entre zones de silice et d'air de sorte que le choix du seuil de décision au point n°2 n'est pas critique et n'introduit pas de distorsion entre l'image initiale et l'image

traitée. Nous considérerons que cette étape de la modélisation n'introduit pas d'erreur notable sur les résultats.

Pour traiter le point n°3 nous allons procéder en plusieurs étapes. Nous allons d'abord simuler une FMAS RTI idéale c'est-à-dire avec des diamètres de trous constants et des pas réguliers. Comme nous l'avons montré au chapitre I, un tel guide ayant une symétrie de $\pi/3$ parfaite présente une biréfringence nulle. Or du fait que la section droite est discrétisée par un maillage triangulaire qui ne possède pas la symétrie de $\pi/3$ de la structure, on s'attend à ce que les résultats de simulations produisent des constantes de propagation (ou des indices effectifs) légèrement différents pour les deux modes de polarisation. Il en découle une biréfringence uniquement due à la méthode de simulation, que nous appellerons "biréfringence résiduelle numérique" (BRN) et que nous devons évaluer. Toute biréfringence ultérieure calculée ne pourra pas être considérée comme crédible que si elle n'est pas sensiblement supérieure à la BRN.

Dans un deuxième temps, toujours dans le cadre du point n°3, nous étudierons l'influence du maillage sur le calcul de la biréfringence d'une fibre réelle.

Enfin nous montrerons l'influence d'un éventuel angle résiduel lors de la prise d'image (point n°1) sur la valeur de la biréfringence calculée.

Comme il existe une immense variété de FMAS RTI, il est indispensable de circonscrire notre domaine d'étude à quelques familles. Cette limitation n'enlève rien aux enseignements généraux que nous pouvons tirer de notre travail. D'une part nous avons décidé de nous intéresser à des FMAS à forte proportion d'air et à petits cœurs, car elles sont très attractives pour des applications en optique non linéaires où la biréfringence joue parfois un rôle important [72]. Par la suite, pour simplifier, cette famille sera appelée "FMAS à petit cœur". D'autre part, nous avons étudié des FMAS RTI avec un grand pas (donc avec un cœur assez grand) et une plus faible proportion d'air, qui sont utiles pour le guidage de puissance avec des effets non linéaires réduits du fait des moindres densités de puissance dans le cœur. Nous les appellerons "FMAS à grand pas".

Les fibres que nous avons étudiées sont au nombre de 7. Elles ont été fabriquées soit à l'IRCOM soit par Alcatel (laboratoire de Marcoussis). La nomenclature pour dénommer les fibres d'Alcatel est "H00i" où H signifie "holey" et 00i est le numéro d'ordre dans la fabrication. Les deux fibres dont nous disposons sont la fibre H008 et la fibre H015 (voir leurs caractéristiques dans le tableau II.1). Les 5 fibres fabriquées à l'IRCOM sont

dénommées m_n , avec n l'année de la fabrication et m le numéro d'ordre de la fabrication pour un type de fibre.

Les paramètres géométriques moyens des fibres 08_03, 09_04, 10_04, 11_04 et 12_04 que nous avons étudiées sont aussi rapportés dans le tableau II.1.

Nom	FMAS à petits coeurs					FMAS à grand pas	
	H015	10_04	11_04	12_04	H008	08_03	09_04
Diamètre des trous (μm)	2,2	1,46	1,4	1,8	1,9	4,76	2
Pas (μm)	2,4	2,15	2	2,26	2,3	10,1	3,25
Diamètre du cœur (μm)	2,6	2,84	2,6	2,72	2,7	15,44	4,5
Proportion d'air	0,92	0,68	0,7	0,8	0,83	0,47	0,62

Tableau II. 1 : paramètres géométriques des FMAS testées

Dans les fibres à petit cœur (diamètre de 2,6 à 2,85 μm), les proportions d'air vont de 0,68 (fibre 10_04) à 0,92 (fibre H015). Les fibres à grand pas (3,25 μm et 10,1 μm respectivement pour les fibres 09_04 et 08_03) ont une proportion d'air moindre (0,62 et 0,47 respectivement). Elles ne sont donc pas infiniment monomodes ($d/\Lambda > 0,35$) mais elles sont monomodes à la longueur de travail choisie. Les images MEB présentées à la figure II.6 montrent une apparente symétrie de $\pi/3$ de la section droite de ces fibres.

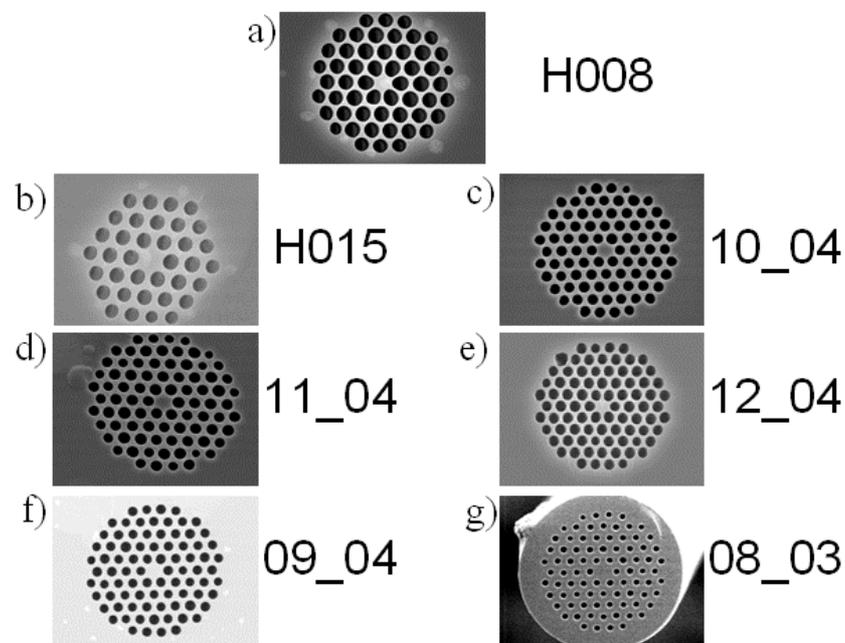


Figure II. 6 : images MEB des fibres étudiées

Evaluons maintenant la BRN associée à chacune d'elle.

III.3 Biréfringence Résiduelle Numérique (BRN)

Pour évaluer la BRN associée à une FMAS RTI réelle, nous simulons la structure parfaite (c'est-à-dire avec un diamètre de trous et un pas constant) dont les paramètres géométriques sont les diamètres de trous et les pas moyens de cette FMAS RTI.

Les calculs sont faits à la longueur d'onde centrale du spectre d'ASE c'est-à-dire 1538 nm. Nous rappelons qu'il s'agit du spectre qui est utilisé lors de nos mesures. Cette longueur d'onde nous servira de référence car tous les calculs seront menés autour de 1538 nm de manière à pouvoir comparer les résultats de calculs et ceux de mesures.

Lorsque les dimensions de la structure sont trop grandes, la division en sous espaces crée un nombre de maille très élevé dépassant la capacité de mémoire de nos ordinateurs (ce qui arrive fréquemment si l'on opère un maillage sur l'ensemble de la section droite aussi fin que l'exigent les conditions établies par Ambre Peyrilloux [71] ($maille < \lambda/6$)). Pour contourner ce problème, nous divisons la structure en deux zones concentriques comme le montre la figure II.7. Le cercle compris à l'intérieur de la première couronne de trous est appelé "cœur artificiel". La seconde zone correspond à toute la surface de la section droite de la FMAS RTI hormis le "cœur artificiel" et est appelée "gaine". Le cœur artificiel est maillé plus finement que la gaine. Ceci permet d'échantillonner suffisamment finement la zone où le champ est confiné et où il présente de fortes variations. Dans la gaine, l'amplitude et les variations du champ sont plus faibles et des tailles de maille supérieures ($\lambda/5, \lambda/4$) peuvent alors être employées.

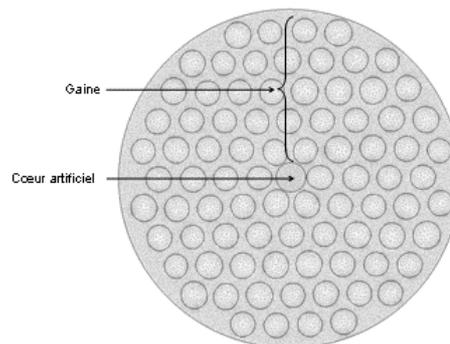


Figure II. 7 : exemple de maillage d'une FMAS RTI

La BRN calculée pour les 7 fibres considérées est indiquée dans le tableau II.2.

	H015	10_04	11_04	12_04	H008	08_03	09_04
BRN	8e-6	3,2e-6	3,2e-6	1,2e-6	2e-6	0,8e-6	1,5e-6

Tableau II. 2 : BRN des fibres étudiées

Lorsque nous calculerons la biréfringence de phase pour une fibre donnée, il faudra comparer cette valeur à la BRN correspondante. La valeur de biréfringence de phase trouvée ne sera exploitable que si elle est au moins 10 fois supérieure à la BRN.

III.4 Influence du maillage sur la biréfringence de phase calculée

Afin de ne prendre en compte que l'influence du maillage sur la biréfringence de phase calculée, la structure étudiée est une section droite parfaite. Les paramètres géométriques sont égaux aux paramètres géométriques moyens d'une des fibres dont nous disposons.

Le tableau II.3 résume la description des différentes conditions de maillage de la section droite simulée qui nous ont permis d'évaluer l'influence du maillage sur le calcul des constantes de propagation et de la biréfringence de phase.

N° du maillage	Description	Maillage du cœur λ/x $x=$	Maillage de la gaine λ/y $y=$	Constante de propagation n°1 (rad/m)	Constante de propagation n°2 (rad/m)	Biréfringence de phase	Variation sur la constante de propagation n°1 par rapport à la référence (rad/m)	Variation sur la constante de propagation n°2 par rapport à la référence (rad/m)	Variation de la biréfringence de phase par rapport à celle du cas de référence
1	Référence	10,3	7,8	5677819	5677808	2,714E-06	Référence		
2	cœur à 0,1 μm	15,5	7,8	5677824	5677809	3,700E-06	5,00	1,00	9,87E-07
3	gaine à 0,3 μm	10,3	5,2	5677830	5677818	4,934E-06	11,00	10,00	2,4E-07
4	cœur à 0,1 μm et gaine à 0,5 μm	15,5	3,1	5677888	5677844	1,085E-05	69,00	36,00	8,14E-06
5	cœur à 0,465 μm et gaine à 0,62 μm	3,3	2,5	5677902	5677857	1,110E-05	83,00	49,00	8,39E-06
6	sans cœur artificiel 0,155 μm	10		5677826	5677812	3,454E-06	7,00	4,00	7,40E-07
7	sans cœur artificiel 0,3675 μm	3		5678230	5678048	4,490E-05	411,00	240,00	4,22E-05

Tableau II. 3 : influence du maillage sur les constantes de propagation et sur la biréfringence de phase

Nous avons choisi une taille de structure relativement petite (l'ensemble de la structure peut être contenue dans un cercle de rayon 9,2 μm) afin de pouvoir envisager plusieurs cas sans pour autant dépasser les capacités de l'unité de calcul.

La longueur d'onde de travail est de 1538 nm.

La constante de propagation n°1 (respectivement n°2) est relative au mode de polarisation du mode fondamental qui a la constante de propagation la plus élevée (respectivement la plus basse).

Le maillage n°1 correspond à une taille de maille égale à 0,15 μm dans le cœur artificiel ($\approx \lambda/10$) et 0,2 μm dans la gaine ($\approx \lambda/8$). Pour ce maillage, la taille des mailles est très inférieure au minimum requis ($\lambda/6$ dans le cœur artificiel où le champ est confiné et $\lambda/5$ dans la gaine où le champ est le plus faible avec des variations moindres). On peut donc

considérer qu'avec le maillage n°1 on obtient un résultat très proche de la valeur vers laquelle doivent converger les calculs à mesure que le maillage est affiné. Le maillage n°1 sera le maillage de référence qui fournit les résultats les plus justes, auxquels les résultats obtenus avec les autres maillages seront comparés.

Pour les maillages n°2 à 5, on conserve les mêmes zones de cœur artificiel et de gaine mais les dimensions des mailles dans chaque cas sont différentes.

Les maillages n°6 et 7 sont uniformes sur toute la structure, chacun correspondant à une taille de maille différente.

Dans le cas du maillage n° 5, le maillage du cœur et de la gaine ne sont pas suffisamment fins. La taille de la maille dans le cœur artificiel est égale à $\lambda/3,3$. Les écarts entre les constantes de propagation trouvées et les références sont de 83 rad/m et 49 rad/m. Pour le cas n°7 où la structure est maillée de manière uniforme (c'est-à-dire sans cœur artificiel) mais dont la taille de la maille est aussi supérieure à $\lambda/6$ (elle est égale à $\lambda/3$), les différences entre les constantes de propagation correspondantes et celles de référence sont de 411 rad/m et 240 rad/m. Il s'agit de l'écart le plus élevé parmi tous les cas envisagés. Lorsque le cœur n'est pas décrit par des éléments suffisamment fins, les variations sur les constantes de propagation sont importantes. Elles sont importantes aussi dans le cas du maillage n°4. La structure comporte deux zones maillées différemment et il y a un rapport élevé entre les tailles des mailles définies dans les deux zones (la taille de la maille est de $\lambda/15,5$ et $\lambda/3,1$ respectivement dans le cœur artificiel et dans la gaine). Par contre lorsque la différence de taille de maille entre les deux zones n'est que modérée et que la taille de maille est suffisamment fine dans le cœur, alors les variations sur les constantes de propagation et donc aussi sur la biréfringence de phase sont mineures. Dans le cas de maillage n°3, les tailles de la maille du cœur artificiel et de la gaine sont respectivement de $\lambda/10,3$ et $\lambda/5,2$. La variation de la biréfringence de phase est alors de $2,4e-7$ (1/10ème de la valeur de la biréfringence de phase calculée). La différence modérée de la taille de maille dans les deux zones n'a que peu d'influence sur les valeurs de constantes de propagation et donc sur la biréfringence de phase.

Finalement, le maillage influe peu sur les constantes de propagation si les conditions suivantes sont respectées :

- taille de la maille $< \lambda/6$ dans des zones où le champ est confiné,
- grossissement progressif de la taille de la maille.

Pour mener à bien les différents calculs que nous entreprendrons dans ce manuscrit nous respecterons les deux conditions énumérées ci-dessus.

III.5 Influence d'un angle résiduel à la prise d'image sur la biréfringence calculée

Lors de la prise d'image de la face de sortie d'une FMAS RTI au MEB, celle-ci doit être perpendiculaire au faisceau d'électrons pour qu'il n'y ait pas d'erreur de parallaxe susceptible de produire une image déformée. La fibre est installée sur un support orientable dont la direction peut être contrôlée à $0,5^\circ$ près. L'angle entre le faisceau d'électrons et la perpendiculaire à la face de la fibre dans le MEB est appelé angle résiduel. Lorsque ce support présente un angle résiduel, nous visualisons sur l'image MEB en plus de la section droite de la FMAS RTI mais aussi le coté du tronçon comme on peut le constater sur la figure II.8. Lorsque l'angle résiduel est nul, alors seule la section droite est visible. Nous voyons apparaître, en arrière plan de l'image MEB, la fibre pour un angle inférieur à $0,5^\circ$. Cependant notre système de graduation ne permet pas la lecture d'un angle inférieur à $0,5^\circ$. Donc nous considérons que nous commettons une erreur de parallaxe d'une valeur maximale de $0,5^\circ$.

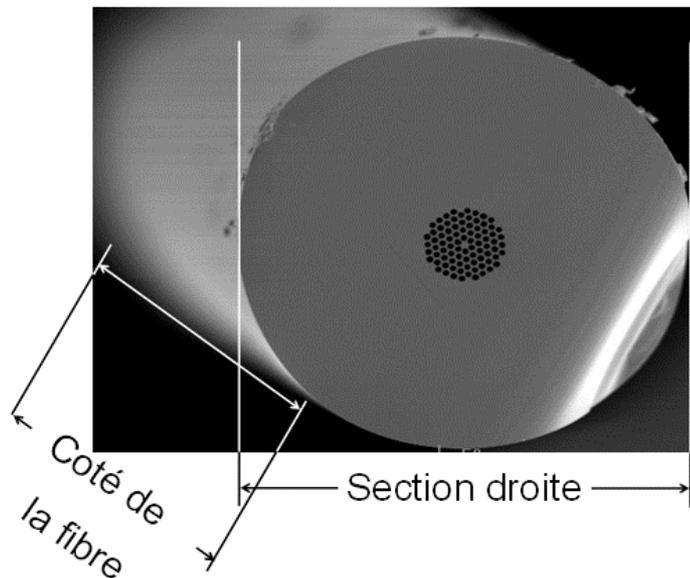


Figure II. 8 : image MEB de la face de la fibre avec un angle résiduel

Nous cherchons à évaluer numériquement l'influence d'une orientation imparfaite de la fibre sur la biréfringence calculée. Nous calculons la biréfringence de phase sur la même section droite parfaite que celle utilisée pour étudier l'influence du maillage. Nous reproduisons les effets du parallaxe du à un angle résiduel sur la structure simulée. Pour cela nous déformons l'image en la comprimant dans une des directions d'un facteur $\cos \theta$ où θ est l'angle résiduel. Nous prenons en compte des angles compris entre $0,5^\circ$ et 10° . Pour chacun

des angles, nous calculons les constantes de propagation et nous en déduisons la biréfringence de phase. Nous regardons ensuite les variations par rapport à notre cas de référence. Les conditions de maillage sont celles décrites dans la conclusion du paragraphe précédent.

Les résultats de nos calculs sont exposés dans le tableau II.4.

N° de cas	Angle de déformation	Constante de propagation n°1 (rad/m)	Constante de propagation n°2 (rad/m)	Biréfringence de phase	Variation de la constante de propagation n°1 par rapport à la référence (rad/m)	Variation de la constante de propagation n°2 par rapport à la référence (rad/m)	Variation de la biréfringence de phase par rapport à la référence
1	0	5677819	5677808	2,714E-06	Référence	Référence	Référence
2	0,5	5677815	5677793	5,437E-06	4	26	2,72E-06
3	1	5677802	5677769	8,153E-06	17	50	5,44E-06
4	1,5	5677777	5677733	1,069E-05	42	86	7,98E-06
5	2	5677739	5677686	1,313E-05	80	133	2,71E-06
6	3	5677616	5677550	1,628E-05	203	269	1,36E-05
7	4	5677480	5677381	2,442E-05	339	438	2,17E-05
8	5	5677276	5677150	3,108E-05	543	669	2,84E-05
9	6	5677023	5676867	3,848E-05	796	952	3,58E-05
10	7	5676731	5676534	4,860E-05	1088	1285	4,59E-05
11	8	5676377	5676123	6,266E-05	1442	1696	5,99E-05
12	9	5675994	5675672	7,943E-05	1825	2147	7,67E-05
13	10	5675578	5675163	1,024E-04	2241	2656	9,97E-05

Tableau II. 4 : influence d'une erreur de parallaxe de l'image MEB sur la constante de propagation et sur la biréfringence de phase

Pour un angle résiduel de 0,5 degrés, les variations sur les valeurs de la constante de propagation du cas n°2 (cas de notre erreur de parallaxe expérimentale maximale) par rapport au cas de référence (cas n°1) sont de 4 rad/m et 26 rad/m respectivement pour les constantes de propagation n°1 et 2. En ce qui concerne la biréfringence de phase, la variation de la biréfringence par rapport au cas de référence est de 2,72e-6. Nous nous rendons compte que ces variations sont très faibles. Elles sont d'autant plus faibles que la valeur de l'angle résiduel est en réalité inférieure à 0,5°.

L'augmentation de la biréfringence de phase calculée en fonction de l'angle de déformation sont exposées sur la figure II.9.

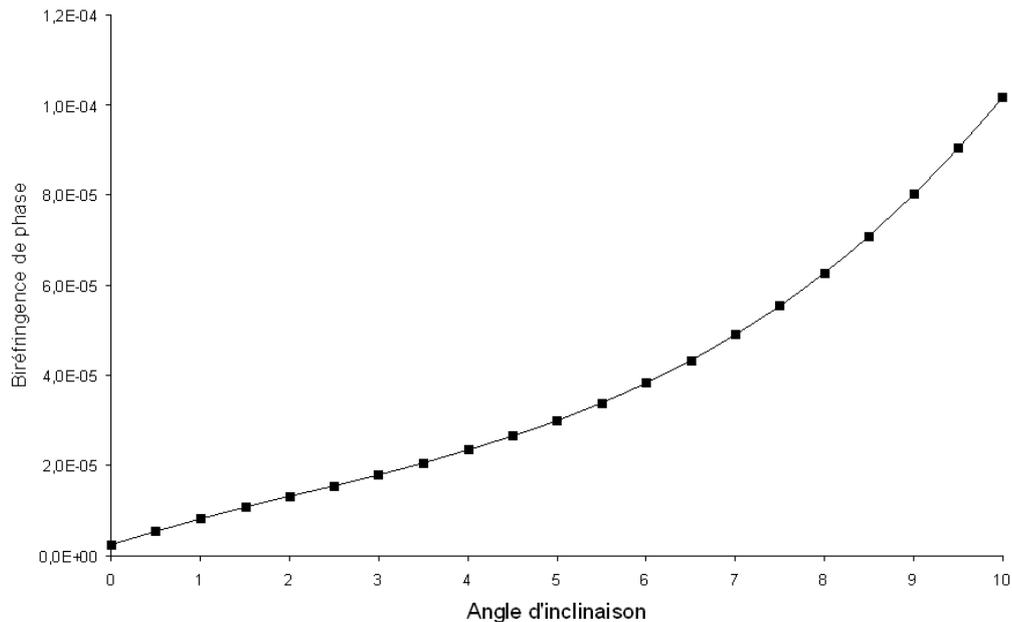


Figure II. 9 : influence de l'angle d'inclinaison sur la biréfringence de phase

Pour des angles inférieurs à 6° , les variations de la biréfringence sont faibles ce qui signifie qu'une erreur de parallaxe inférieure à 6° n'influe pas de manière significative sur les valeurs de biréfringence de phase calculées. Par contre pour des angles supérieurs, la biréfringence de phase augmente brutalement. Pour une erreur de parallaxe correspondant à 10° , la biréfringence de phase calculée est égale à $1,02e-04$.

Nous avons passé en revue les différentes étapes à suivre pour mener correctement des calculs de biréfringence sur une section droite de FMAS RTI. Nous avons identifié trois facteurs pouvant influencer le calcul : le maillage, la qualité de l'image MEB et l'erreur de parallaxe sur celle-ci. Les réglages nécessaires à l'obtention d'une image MEB de qualité (tension d'accélération des électrons et diamètre du faisceau d'électrons du MEB lors de la prise d'image) sont respectés pour supprimer l'influence de ce facteur. L'étude de l'influence du maillage et de l'erreur de parallaxe a montré que ces facteurs ne perturbaient pas significativement les calculs à condition de prendre les précautions nécessaires (maillage de dimensions inférieures à $\lambda/6$ dans le cœur et un grossissement progressif de la taille de la maille en périphérie; angle à la prise de vue inférieure à $0,5^\circ$).

IV Résultats expérimentaux et discussion

Les six fibres dont nous avons mesuré la biréfringence de groupe à l'aide du dispositif décrit paragraphe II de ce chapitre sont présentées dans le tableau II.1 et les images

MEB de leur section droite sont exposées à la figure II.6. Comme en attestent ces dernières, aucune d'elles ne présente de défauts géométriques particuliers au niveau des premières couronnes de trous, là où le champ est confiné. On pourrait donc s'attendre à ce que leur biréfringence soit faible. Nous allons dans un premier temps commenter les mesures effectuées sur les fibres à petit cœur (H015, 10_04, 11_04 et 12_04) puis nous considérerons le cas des fibres à grand pas (08_03 et 09_04).

IV.1 Cas des fibres à petit cœur

IV.1.1 Mesures de la biréfringence de groupe des quatre fibres à petit cœur

La figure II.10 montre un spectre typique relevé en sortie du banc de mesure de la biréfringence de groupe, pour la fibre 12_04.

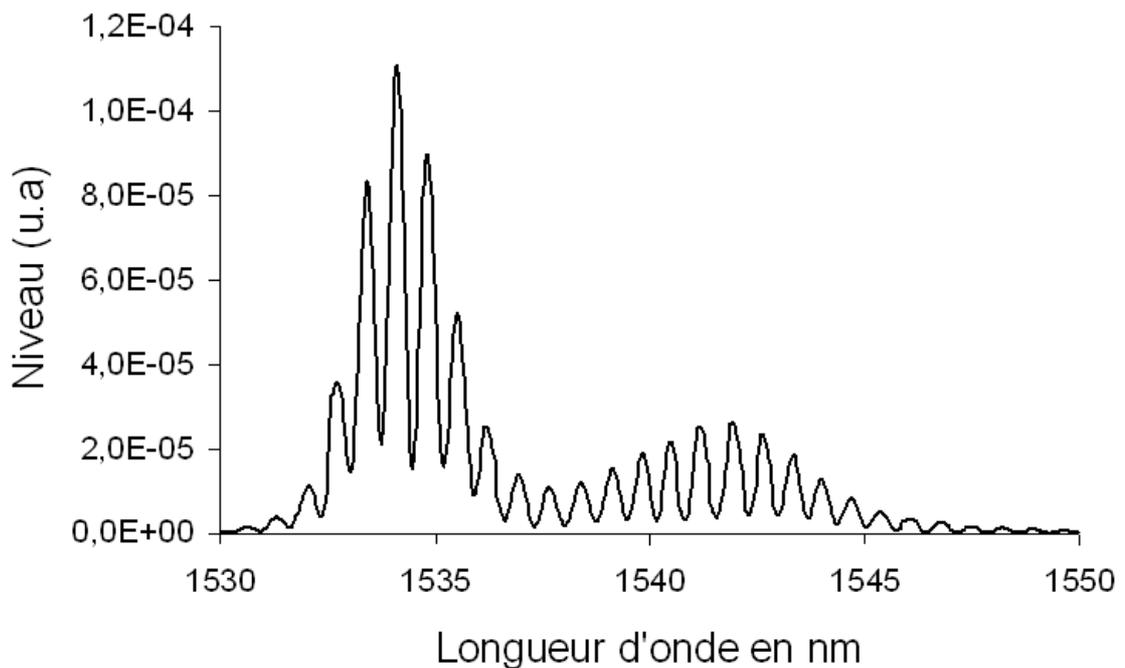


Figure II. 10 : spectre cannelé obtenu lors de la mesure de la biréfringence de groupe 12_04

Les résultats des mesures réalisées sur ces 4 fibres sont regroupés dans le tableau II.5.

Le calcul d'incertitude issu de la relation II.12 est le suivant :

$$\frac{\Delta B_g}{B_g} = 2 \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta(\delta\lambda)}{\delta\lambda} \quad \text{II. 13}$$

La longueur typique de l'échantillon sous test est de 2 à 3 m. Nous estimons l'incertitude sur la mesure de longueur à 1 cm. Si nous considérons $L=2m$, alors :

$$\frac{\Delta L}{L} = 0,5\% \quad \text{II. 14}$$

λ_0 et $\delta\lambda$ sont tels que :

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \quad \text{II. 15}$$

$$\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \quad \text{II. 16}$$

où λ_1 et λ_2 sont deux minima successifs dans les spectres.

La détermination des incertitudes sur λ_0 et $\delta\lambda$ repose sur la lecture de λ_1 et λ_2 . Les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont lues sur l'analyseur de spectre optique, avec une incertitude qui résulte de celle liée au positionnement du curseur sur un minimum du spectre cannelé.

$$\Delta\lambda_0 = \Delta(\delta\lambda) = \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2 \quad \text{II. 17}$$

Nous estimons $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ égales à la résolution minimale de l'analyseur optique (0,07 nm). L'incertitude concernant la longueur d'onde centrale λ_0 et la largeur de la plage spectrale λ_0 est de 0,14 nm.

Pour chaque fibre sous test, nous mesurons la biréfringence de groupe qui sera associée à une incertitude due à la mesure. Ces incertitudes sont indiquées dans le tableau II.5.

Nom	λ_1 (nm)	λ_2 (nm)	$\delta\lambda$ (nm)	λ_0 (nm)	L (m)	$B_{g\text{exp}}$	$\Delta B_g / B_{g\text{exp}}$	ΔB_g
H015	1538,3	1539,2	0,9	1538,75	2,35	1,17e-3	15%	0,18e-3
10_04	1537,6	1538,6	1	1538,1	1,93	1,26e-3	14%	0,18e-3
11_04	1536,7	1539,8	1,7	1538,25	4,61	3e-4	8%	0,25e-4
12_04	1538	1538,7	0,7	1538,35	2,34	1,4e-3	20%	0,28e-3

Tableau II. 5 : résultats des mesures

$B_{g\text{exp}}$, $\Delta B_g / B_{g\text{exp}}$, ΔB_g représentent respectivement la valeur de la biréfringence de groupe mesurée, l'incertitude relative sur celle-ci et l'incertitude absolue.

La biréfringence de groupe résulte à la fois de la biréfringence de phase et de sa dépendance spectrale (relation I.46). Ainsi, la mesure d'une faible biréfringence de groupe n'est pas nécessairement la preuve que la biréfringence de phase est elle-même petite : dans certains cas, si la biréfringence de phase augmente avec la longueur d'onde, la contribution de

la dérivée (positive) dans la relation I.46 peut donner un second terme négatif, opposé de la biréfringence de phase du premier terme. Cependant, dans le cas où l'on mesure une biréfringence de groupe forte, ce qui est le cas pour les quatre fibres caractérisées, la biréfringence de phase et/ou sa pente autour de la longueur d'onde de travail doivent elles mêmes être fortes. Les défauts de symétrie des sections droites de ces fibres ne sont pourtant pas très marqués. Pour pousser plus loin l'analyse des causes de la biréfringence de groupe relevée dans ces fibres, nous avons calculé, avec la méthode des éléments finis, la biréfringence de phase due aux défauts géométriques de ces fibres, la biréfringence de groupe qui en découle, et nous avons comparé les résultats des simulations aux mesures préalablement réalisées.

IV.1.2 Calcul de la biréfringence des fibres caractérisées, comparaison avec les résultats de mesures

Le calcul des indices effectifs des deux modes de polarisation dans les fibres considérées est réalisé par la MEF, après avoir scrupuleusement suivi la démarche décrite au paragraphe II de ce chapitre : prise d'image au MEB sans angle résiduel, traitement de l'image pour localiser précisément les interfaces silice-air, maillage fin de la zone centrale pour garantir une description fidèle de la forme de chaque trous. La différence des indices effectifs trouvés donne la biréfringence de phase imputable aux imperfections de la géométrie de la section droite (défauts de symétrie). Ce calcul est effectué sur une plage spectrale large, de 900 nm à 1700 nm. Ainsi, la pente de la biréfringence de phase pourra être calculée au voisinage de la longueur d'onde de travail, mais on cherchera aussi la loi d'évolution spectrale de la biréfringence de groupe sur une bande plus large.

Les résultats des calculs de biréfringence de phase effectués sur les fibres H015, 10_04, 11_04 et 12_04 sont respectivement présentés sur les figures II.11, II.12, II.13, II.14.

Dans la littérature [65], [73], [74], il a été montré que la biréfringence de phase de FMAS RTI conçues pour être fortement biréfringentes en brisant nettement la symétrie de $\pi/3$ de la structure prend une forme :

$$B_{\phi} = \alpha \lambda^k \quad \text{II. 18}$$

avec $2 \leq k \leq 3$

Cette formulation est empirique.

Nous avons cherché à savoir si cette loi s'applique aussi aux FMAS RTI à symétrie de $\pi/3$ apparente que nous avons étudiées. Nous avons cherché par la méthode des moindres

carrés, les coefficients α et k optimaux pour la fonction d'interpolation $B_\varphi = \alpha\lambda^k$ à appliquer sur toute la plage spectrale [900 nm-1700 nm] (voir figures II.11-14).

Cette formulation permet de comparer le comportement des courbes représentant l'évolution spectrale de la biréfringence entre plusieurs fibres à l'aide seulement de deux coefficients (α et k). Les termes (α et k) sont reportés sur les figures II.11-II-14.

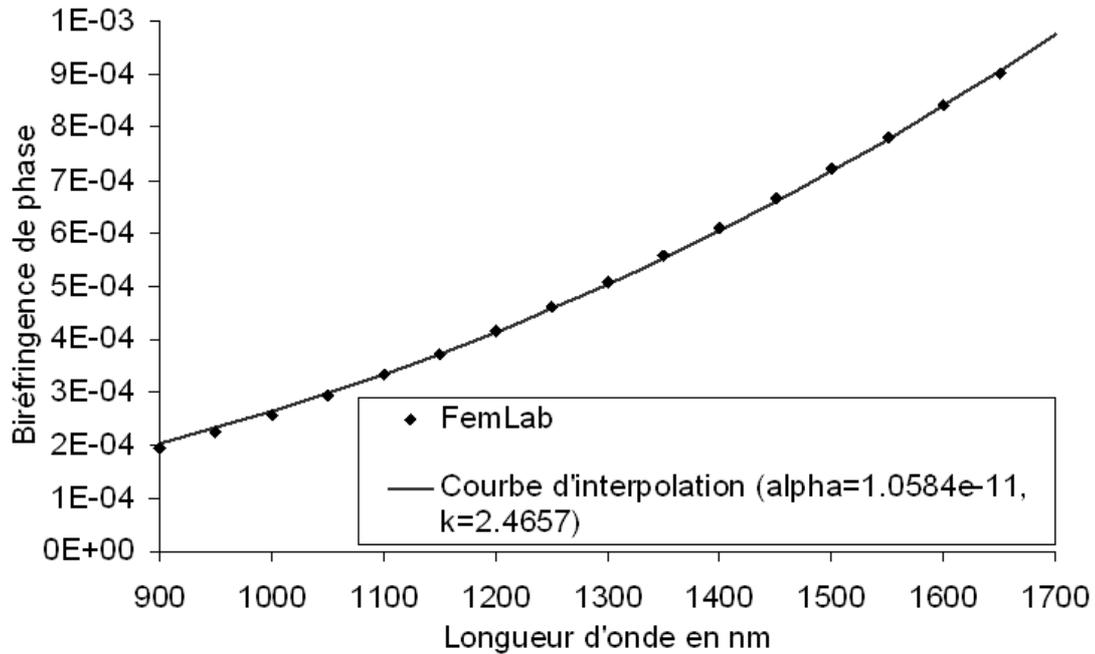


Figure II. 11 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre H015

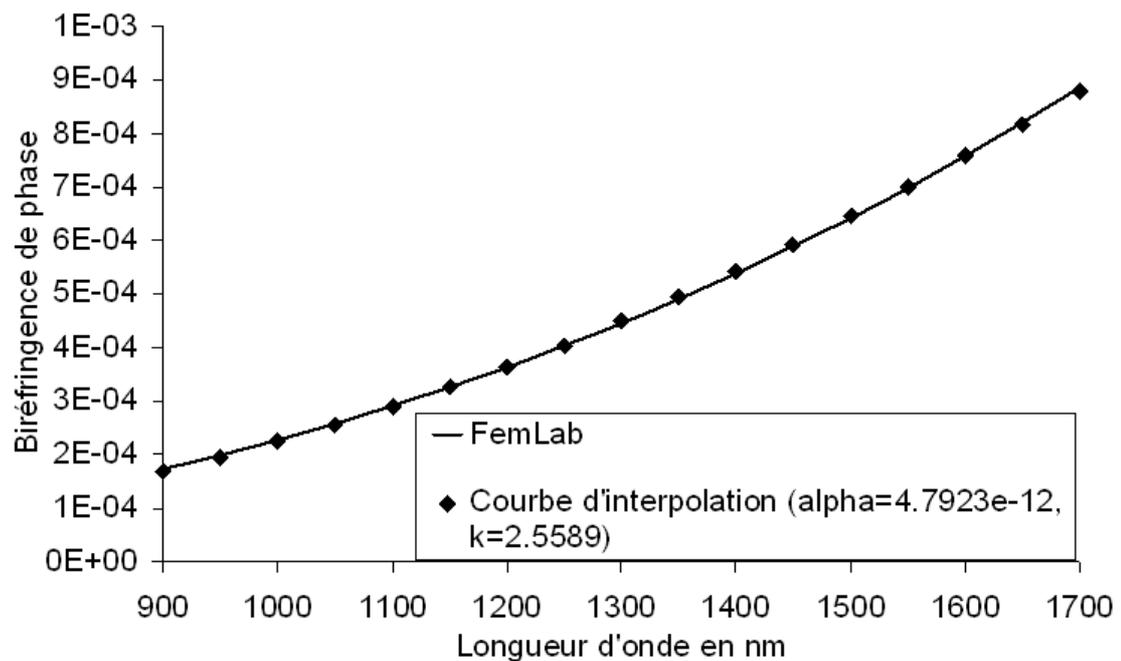


Figure II. 12 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 10_04

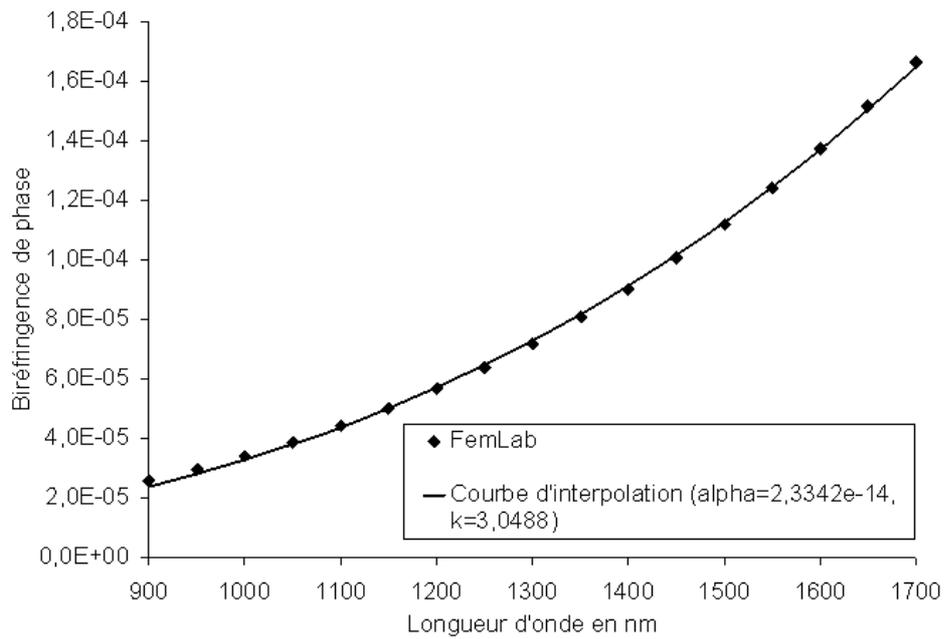


Figure II. 13 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 11_04

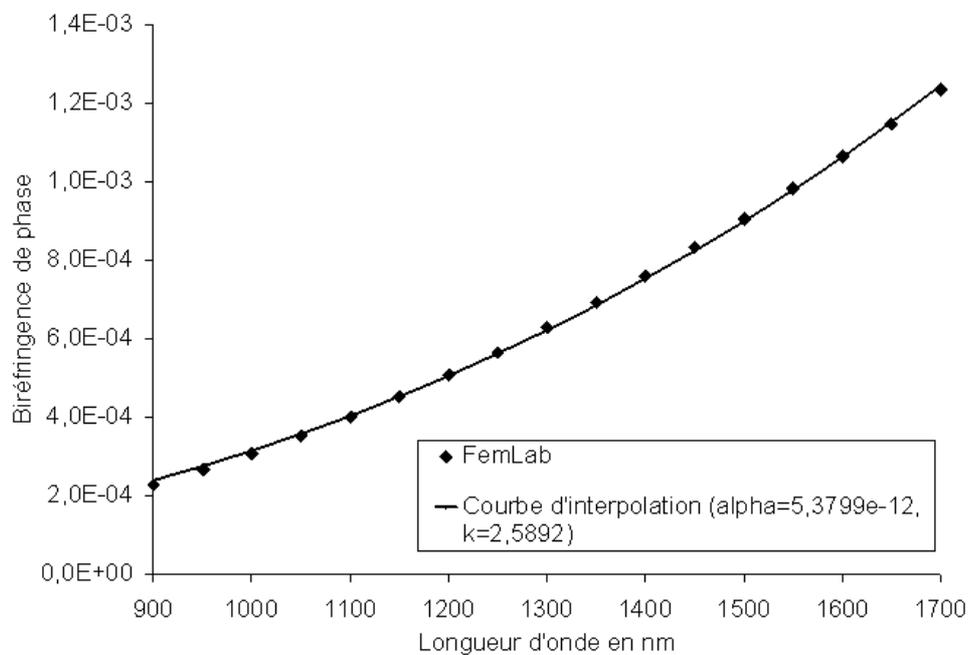


Figure II. 14 : biréfringence de phase calculée en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 12_04

Les résultats montrent que les quatre fibres présentent une biréfringence de forme très élevée, sur toute la plage de longueur d'onde considérée. A 1550 nm, elle vaut $1,24 \times 10^{-4}$ pour la fibre 11_04. Elle est sensiblement plus élevée pour les 3 autres fibres (de 7×10^{-4} pour la H015 à $9,8 \times 10^{-4}$ pour la 12_04).

Les points de calcul représentés aux figures II.11-II.14 suivent la même évolution que les courbes $B_\phi = \alpha \lambda^k$. Les courbes qui ont pour équation $B_\phi = \alpha \lambda^k$ traduisent bien la forte dépendance spectrale de la biréfringence de phase dans les FMAS RTI étudiées. Cette forte influence ne se retrouve pas dans les fibres MCVD (standard ou à maintien de polarisation). Dans les FMAS RTI on constate un accroissement systématique avec la longueur d'onde qui s'explique par le fait que l'interaction entre le champ guidé et les trous augmente avec la longueur d'onde, rendant ce champ plus sensible aux imperfections géométriques de la structure.

Les valeurs de k pour les fibres H015, 10_04 et 12_04 sont proches de 2,5 ($2,46 < k < 2,59$). Pour la fibre 11_04, cette valeur est plus élevée, $k=3,05$ et le comportement spectral de la biréfringence de phase de cette fibre est différent. Ceci est une conséquence directe du fort confinement des deux modes de polarisation dans le cœur de la fibre. Les valeurs obtenues de k sont comparables à celles obtenues avec des FMAS hautement biréfringentes à cœur elliptique [75].

Il faut noter que la BRN correspondant aux quatre fibres à cette longueur d'onde croit de $1,2 \times 10^{-6}$ pour la fibre 12_04 à 8×10^{-6} pour la fibre H015, ce qui signifie qu'elle est deux ordres de grandeurs plus faible que la biréfringence de phase trouvée dans chaque cas. Elle est donc suffisamment faible pour ne pas affecter la justesse des résultats. Ces premières constatations montrent que, quelle que soit la FMAS RTI considérée, la biréfringence de forme trouvée est plus importante que celle des fibres à maintien de polarisation usuelles (Bow tie ou Panda). Compte tenu de la symétrie de $\pi/3$ apparente de leur section droite, cette biréfringence n'était pas attendue.

Du fait de la forte influence de la longueur d'onde sur la biréfringence de phase, on s'attend à ce que la biréfringence de groupe soit sensiblement différente de la biréfringence de phase. Pour calculer la biréfringence de groupe, nous dérivons la courbe $B_\phi = f(\lambda)$ à partir des points calculés et nous reportons dans la relation I.46 la pente de cette fonction à la longueur d'onde considérée. La biréfringence de groupe calculée et mesurée est montrée aux figures II.15-18.

La biréfringence de groupe calculée pour les quatre fibres est de signe opposé à celui de la biréfringence de phase [76][77]. Cela signifie qu'une impulsion portée par la polarisation parallèle à l'axe rapide de la fibre se propage moins vite que la même impulsion portée par la polarisation parallèle à l'axe lent. Bien évidemment, les mesures ne permettent la détermination que des valeurs absolues des biréfringences. Dans la suite, pour les comparaisons, nous considérerons exclusivement les valeurs absolues des biréfringences.

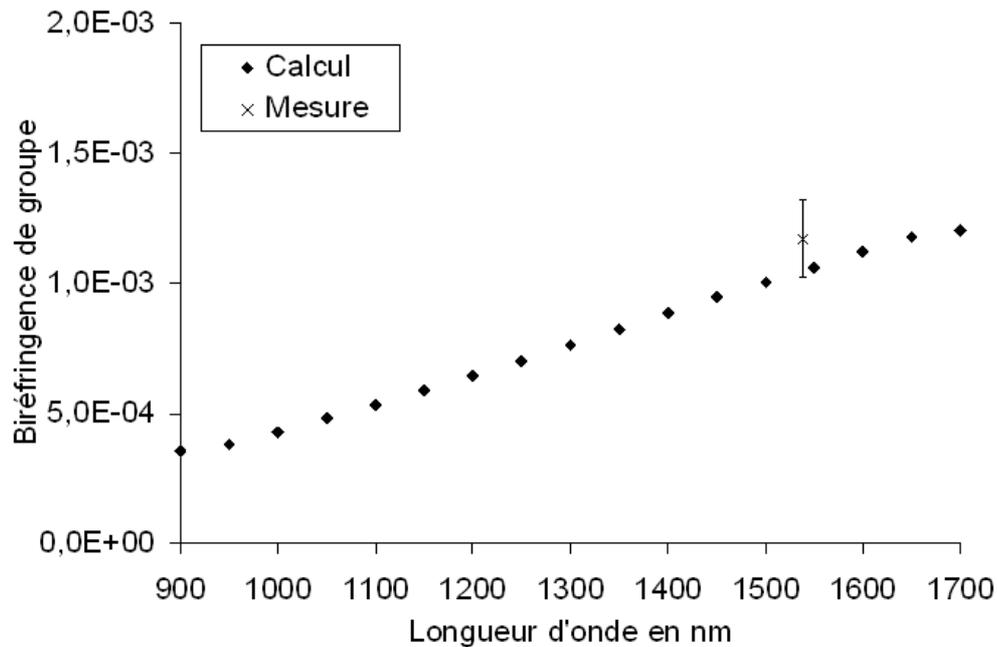


Figure II. 15 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre H015

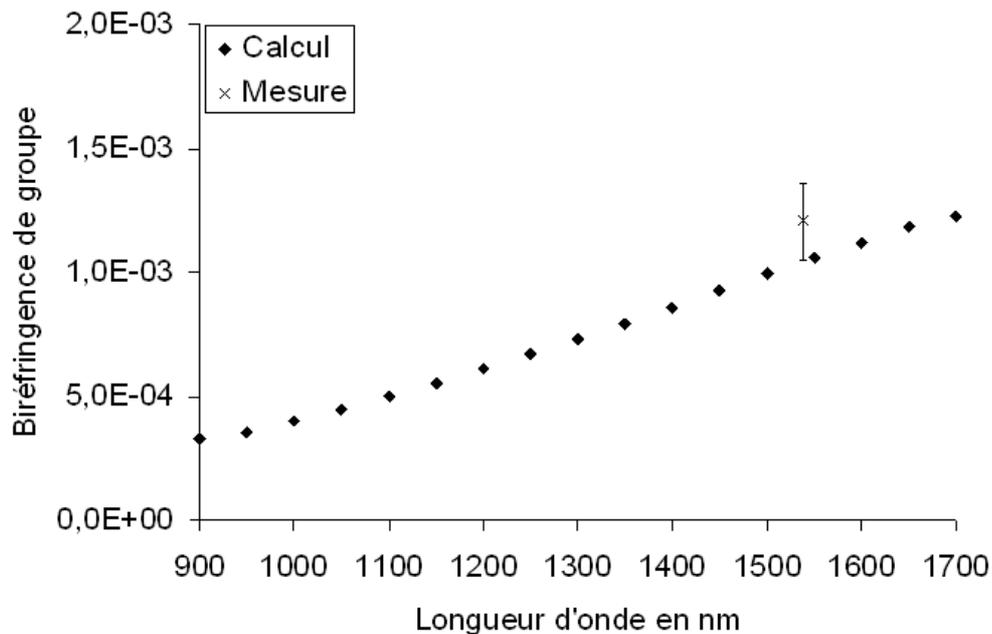


Figure II. 16 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 10_04

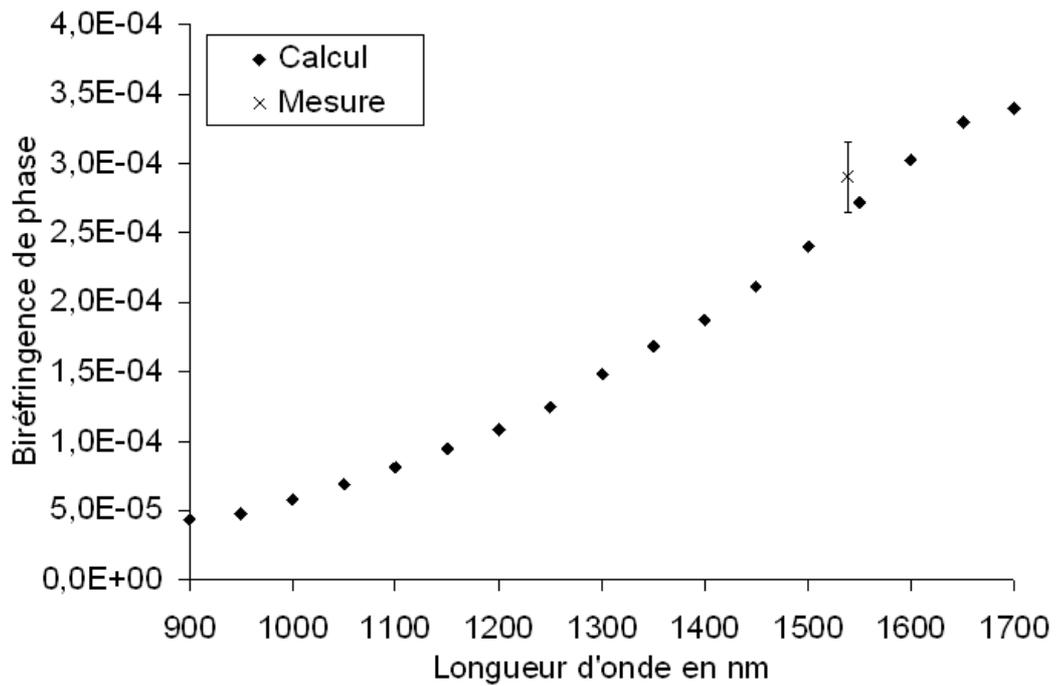


Figure II. 17 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 11_04

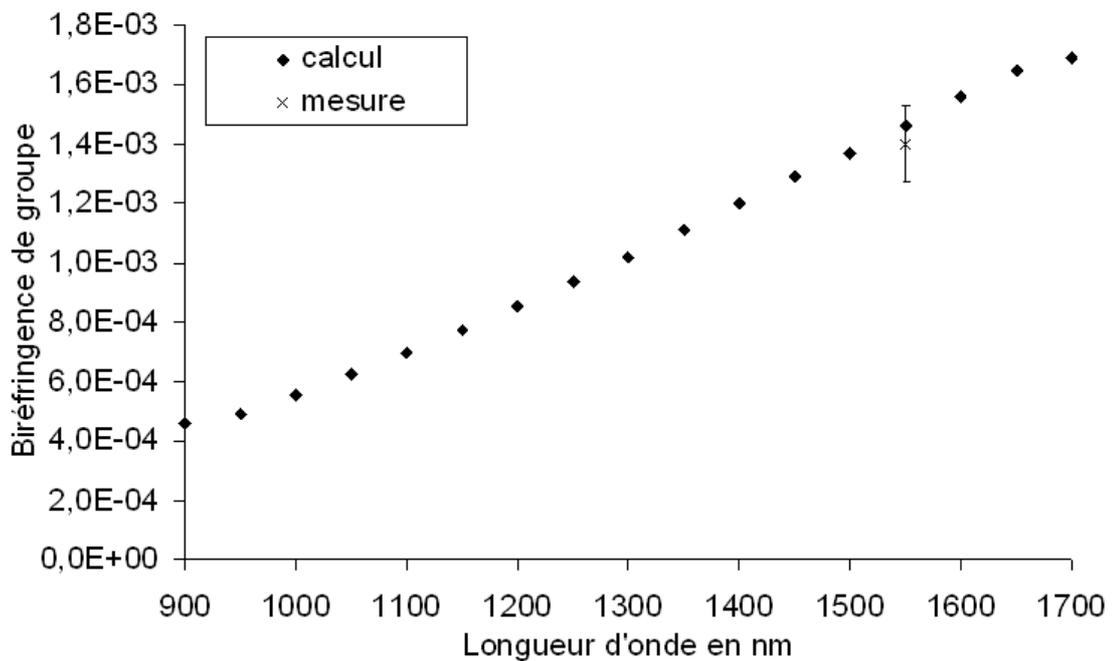


Figure II. 18 : comparaison entre mesure et calcul de biréfringence de groupe pour la fibre 12_04

Dans les quatre cas les mesures sont en bon accord avec la valeur calculée si l'on tient compte des incertitudes de mesure. Trois des valeurs mesurées sur quatre apparaissent

légèrement supérieures aux prévisions numériques mais cette observation ne permet de tirer aucune conclusion sur les origines (forme ou contrainte) de la biréfringence. On remarquera que les biréfringences de groupe des fibres H015, 10_04 et 12_04 sont proches (aux environs de $1,2e-3$) tandis que celle de la fibre 11_04 est environ cinq fois plus faible. La même remarque avait déjà été faite concernant la biréfringence de phase.

Nous avons la confirmation que la biréfringence de groupe des fibres testées est très élevée. Le fait que les calculs, basés uniquement sur la prise en considération de la forme exacte de la section droite des fibres, donnent des résultats en accord avec les mesures amène à penser que la biréfringence mesurée trouve son origine essentiellement dans les imperfections géométriques de la structure.

Dans ce cas, la fibre 11_04 doit être moins affectée que les trois autres.

A ce stade de l'analyse, deux études complémentaires s'imposent :

- d'une part, il faut chercher à confirmer que la contribution à la biréfringence de groupe d'éventuelles tensions anisotropes au sein de la fibre est négligeable,
- d'autre part, il faut aussi évaluer l'ampleur de défauts de géométrie de différentes natures (écart de diamètre, mauvais positionnement des trous...), nécessaire pour provoquer une biréfringence telle que celle qui a été mesurée. Le but est de vérifier que des défauts difficilement perceptibles sont suffisants pour provoquer une forte biréfringence.

La technique de fabrication des FMAS RTI leur est propre et il n'existe pas à notre connaissance, dans la littérature, de travaux portant sur l'éventuelle apparition de contraintes anisotropes au sein de la fibre au cours des différentes étapes de leur réalisation.

Comme les FMAS RTI sont réalisées à partir d'un matériau unique (la silice pure), il n'y a pas, au cours du fibrage, de dilatation différentielle entre matériaux différents susceptibles de créer des contraintes aux interfaces. Mais ces fibres sont des structures hétérogènes (air/silice) qui se déforment fortement au cours des différentes étapes de fabrication. On peut alors supposer que ces déformations s'accompagnent de l'apparition de contraintes au sein du matériau. Si celles-ci existent et ne sont pas isotropes alors elles peuvent être la cause d'une biréfringence de contrainte.

Nous allons chauffer à haute température une FMAS RTI fortement biréfringente et mesurer, tout au long de l'opération, la biréfringence de groupe. Une modification de cette biréfringence serait la signature d'un relâchement de contrainte.

IV.1.3 Influence des contraintes

IV.1.3.1 Mesure de la biréfringence de groupe en fonction de la température

Nous mettons dans un four la fibre sous test (H008) (figure II.19). Ce four est constitué d'un tube dont les deux accès sont libres, entouré de résistances chauffantes. L'ensemble est thermiquement isolé. La longueur du tube est de 40 cm.

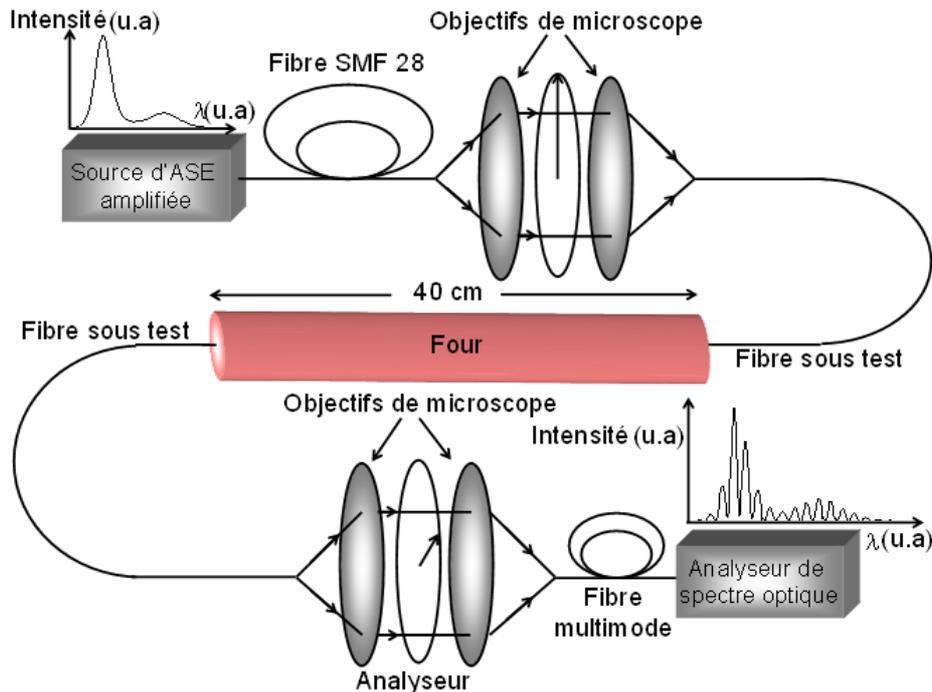


Figure II. 19 : banc de mesure pour évaluer l'influence de contraintes dans le matériau, sur la biréfringence

La montée en température à l'intérieur du four est linéaire dans le temps. Nous avons programmé le four pour que la montée en température soit très lente de manière à ne pas créer de contraste thermique trop important. D'autres profils de montée en température incluant des paliers ont également été utilisés afin d'augmenter la durée d'exposition de la fibre à de hautes températures.

Comme l'accès aux deux extrémités du four est libre, nous pouvons réaliser des mesures de biréfringence de groupe pendant que notre échantillon monte en température. L'ensemble des résultats est résumé sur le graphique de la figure II.20.

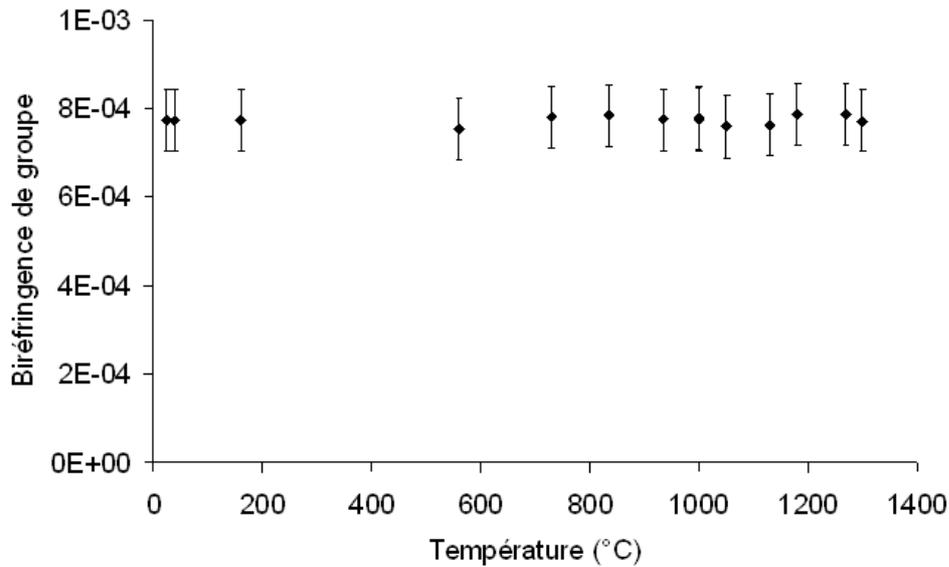


Figure II. 20 : mesure de la biréfringence en fonction de la température

La biréfringence de groupe mesurée avant la montée en température, constitue la référence égale à $7,75e-4$.

Sur la figure II.20, on ne constate pas d'influence notable de la température sur la biréfringence mesurée. Les valeurs extrêmes sont $7,89e-4$ et $7,54e-4$ respectivement pour 1180° et 1050°C . Compte tenu de l'incertitude de mesure ($\pm 7e-5$), ces deux points extrêmes sont inclus dans le domaine d'incertitude autour de la valeur. Lors de cette expérience nous n'avons donc observé à aucun moment des variations de biréfringence de groupe significatives susceptibles de mettre en évidence un relâchement des contraintes.

La biréfringence mesurée dans les FMAS RTI semble due à la géométrie de celles-ci et non à l'existence de contraintes anisotropes en son sein.

Cependant la zone de chauffe à la température de consigne n'est que de quelques centimètres car les extrémités du tube du four sont mal isolées thermiquement. Cette longueur est insuffisante pour nous permettre de conclure avec certitude. Nous avons donc réalisé une expérience similaire avec un autre type de four.

IV.1.3.2 Expérience complémentaire

Nous utilisons un four "classique" c'est-à-dire à "ouverture frontale" à l'intérieur duquel est disposé l'échantillon. La montée en température est similaire à l'expérience précédente. La température maximale est de 1500°C . L'avantage que procure ce système est une zone de chauffe étendue et homogène. Par contre, compte tenu de la structure du four, nous ne pouvons pas réaliser de mesure pendant l'expérience. Nous mesurons la biréfringence

de groupe seulement avant et après le cycle thermique. Nous retrouvons après le cycle thermique la même valeur de biréfringence de groupe qu'avant.

Dans ces diverses expériences, la température maximum a toujours été maintenue inférieure à la température de fusion de la silice naturelle (c'est-à-dire 1715°C) pour ne pas déformer la structure mais elle était suffisante pour relâcher d'éventuelles contraintes. Ces expériences laissent penser que la biréfringence ne trouve pas son origine dans les contraintes du matériau car aucun effet significatif n'a été observé lors de la montée en température. De plus, le calcul, qui ne prend en compte que la géométrie permet de retrouver des valeurs de la biréfringence en accord avec les mesures. Nous sommes alors en droit de penser que la biréfringence mesurée a pour origine sa géométrie et plus particulièrement ses défauts. Nous allons alors étudier l'influence de défauts géométriques sur la biréfringence de phase et plus particulièrement ceux de la première couronne.

IV.1.4 Influence des défauts géométriques

Nous nous intéressons à l'influence de défauts géométriques sur la biréfringence de phase afin de vérifier que l'hypothèse avancée (forte biréfringence due à des défauts) est plausible.

Avant de commencer cette étude, il est nécessaire de fixer un certain nombre de défauts à prendre en compte. Les défauts géométriques pouvant briser la symétrie de $\pi/3$ d'une FMAS RTI parfaite sont dus à un changement de position et/ou de formes de certains trous par rapport à leur caractéristiques nominales. Compte tenu de la grande variété de défauts que nous pouvons imaginer et de l'infinité de combinaisons possibles, il serait illusoire de proposer une étude exhaustive. Nous allons donc réduire notre étude à quelques cas simples qui nous semblent représentatifs des défauts susceptibles d'exister le plus couramment. Les amplitudes des défauts considérés (décalage, déformation) resteront limitées à des petites valeurs puisque nous nous intéressons à des FMAS RTI qui conservent une symétrie de $\pi/3$ apparente.

Les défauts envisagés sont :

- un rapprochement de deux trous de la première couronne symétriques par rapport au centre de la structure (figure II.21 (a)),
- un éloignement de deux trous de la première couronne symétriques par rapport au centre de la structure (figure II.21 (b)),
- un grossissement d'un des trous de la première couronne (figure II.21 (c)), puis de deux trous adjacents (figure II.21 (d)) ou opposés (figure II.21 (e)),

- un rétrécissement d'un des trous de la première couronne (figure II.21 (f)), puis de deux trous adjacents (figure II.21 (g)) ou opposés (figure II.21 (h)),
- une déformation elliptique d'un des trous de la première couronne (figure II.21 (i)), puis de deux trous adjacents (figure II.21 (j)) ou opposés (figure II.21 (k)).

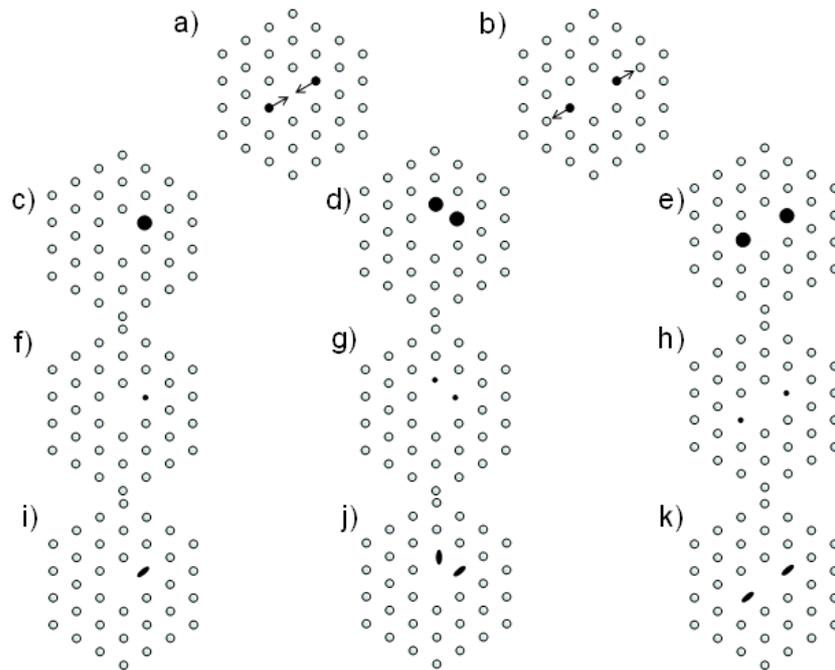


Figure II. 21 : récapitulatif des défauts pris en considération

Les structures étudiées sont les sections droites de FMAS RTI dont la géométrie est parfaite (c'est-à-dire avec un diamètre de trous et un pas constant) et dont les paramètres géométriques sont égaux aux paramètres géométriques moyens des FMAS RTI testées (H015, 10_04, 11_04 et 12_04). Nous appliquons un à un les défauts décrits précédemment aux fibres parfaites afin de connaître l'influence de chacun d'eux sur la biréfringence de phase. La longueur d'onde de travail choisie est de 1550 nm. Plus loin, nous calculerons l'évolution de la biréfringence de phase induite par certains défauts, en fonction de la longueur d'onde.

Le premier défaut typique est un rapprochement/éloignement de deux trous symétriques de la première couronne (figure II.21 (a) et (b)). La figure II.22 montre respectivement l'évolution de la biréfringence de phase en fonction du rapprochement et de l'éloignement du centre de la structure (cette distance est appelée "décalage" dans les légendes de la figure II.22) des deux trous dont la position est modifiée, pour les quatre structures de fibres.

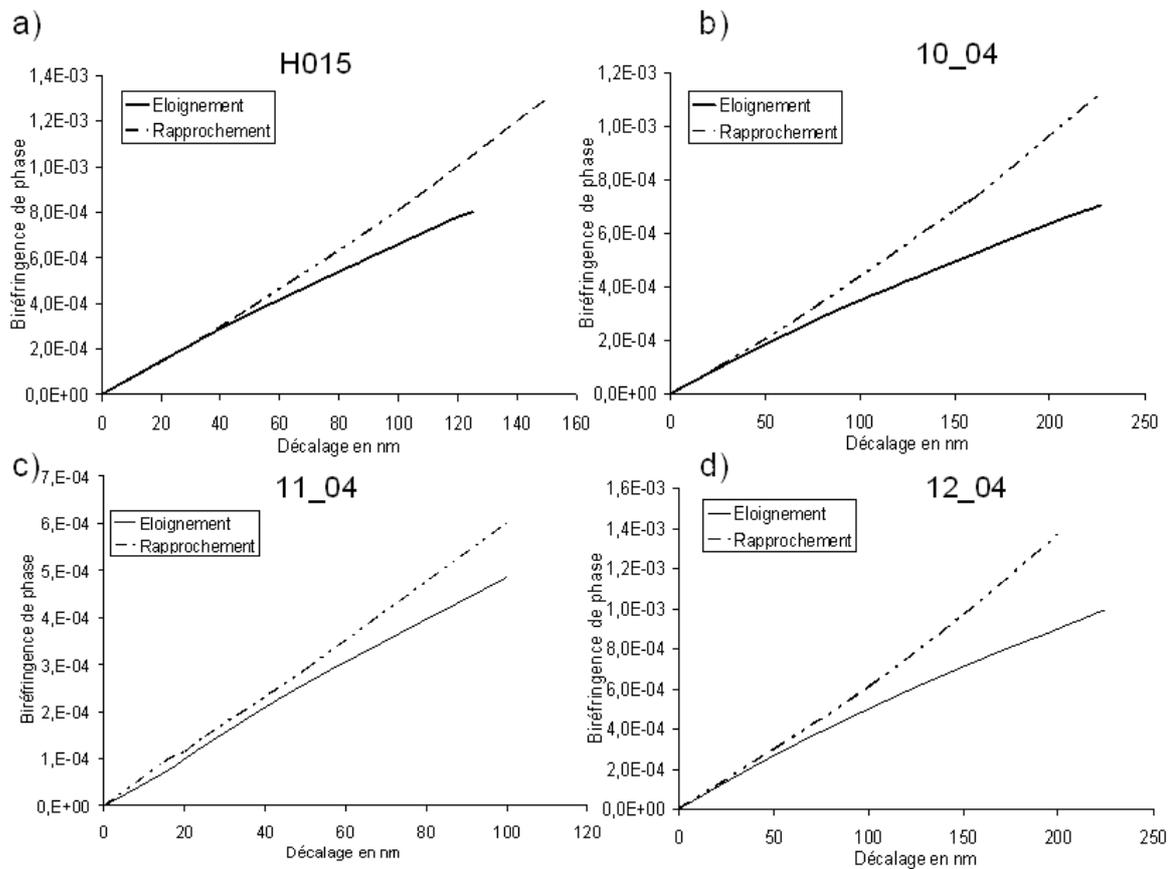


Figure II. 22 : biréfringence de phase en fonction du rapprochement de deux trous opposés

L'évolution de la biréfringence de phase en fonction du décalage est croissante et quasi linéaire pour les quatre fibres. Plus les deux trous se rapprochent l'un de l'autre (c'est-à-dire plus le décalage est grand), plus la structure est déformée ce qui augmente la biréfringence de phase. La biréfringence de phase est plus sensible au rapprochement des deux trous qu'à l'éloignement. Cette différence de sensibilité s'accroît lorsque la longueur augmente.

Dans le tableau II.6, sont mentionnées les valeurs de décalage qui induisent une biréfringence de phase égale à celle calculée sur le profil réel de la FMAS RTI correspondante. Nous avons reporté dans ce tableau le rapport entre ce décalage équivalent et le diamètre des cœurs des FMAS RTI testées (tableau II.3). Si nous maintenons l'hypothèse que les variations des courbes de la figure II.22 sont linéaires, nous pouvons calculer les valeurs des coefficients des pentes que nous reportons dans le tableau II.6.

		H015	10_04	11_04	12_04
Rapprochement	Décalage équivalent (en nm)	100	153	20	150
	Décalage équivalent/ diamètre de cœur	4%	5%	0,8%	5%
	Valeur de la pente (en nm ⁻¹)	8,1e-6	4,5e-6	6e-6	6,9e-6
Eloignement	Décalage équivalent (en nm)	121	227	25	225
	Décalage équivalent/ diamètre de cœur	4,5%	8%	1%	8%
	Valeur de la pente (en nm ⁻¹)	6,4e-6	3,2e-6	4,5e-6	4e-6

Tableau II. 6 : valeur des rapprochements/éloignements de deux trous opposés de la première couronne produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle

Les valeurs rapportées dans le tableau II.6 montrent que les décalages équivalents pouvant expliquer la biréfringence de phase calculée sur le profil réel sont faibles devant le diamètre du cœur de telle manière que ces décalages soient difficilement perceptibles sur l'image MEB.

Les pentes sont relativement élevées ce qui traduit le fait que la biréfringence de phase est très sensible à ces types de déformation. Par exemple, un rapprochement de deux trous opposés de seulement 20 nm provoque le doublement de la biréfringence de phase pour la fibre 11_04 (la biréfringence varie de $1e-4$ à $2e-4$ entre 20 et 40 nm).

La même démarche a été suivie pour étudier l'influence du rétrécissement / grossissement d'un trou puis de deux trous adjacents et enfin de deux trous opposés (figures II.21 (c), (d) et (e)).

Les résultats sont résumés sur la figure II.23. Les trous déformés sont agrandis / rétrécis d'un coefficient appelé "facteur multiplicatif".

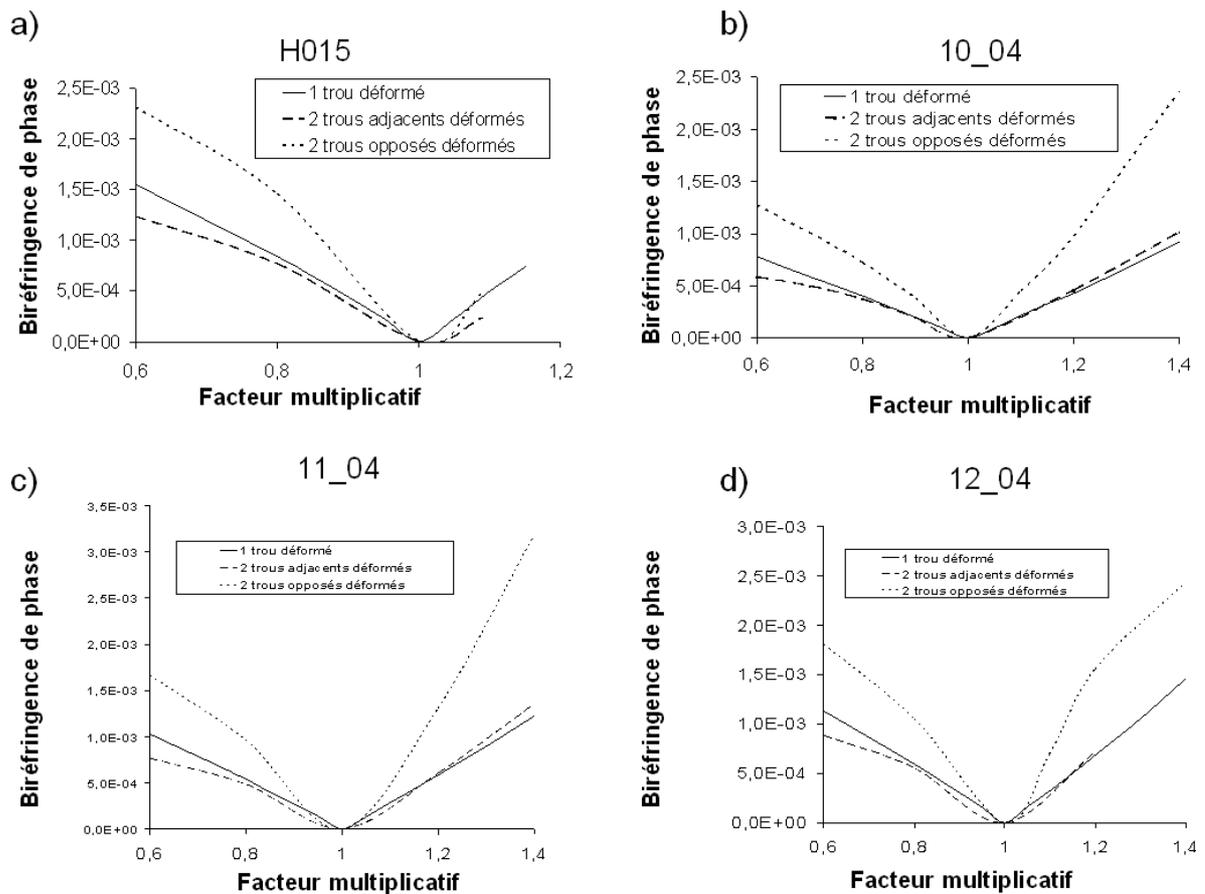


Figure II. 23 : biréfringence de phase calculée pour un grossissement/rétrécissement d'un ou plusieurs trous de la première couronne

Sur la figure II.23 (a) le facteur multiplicatif ne dépasse pas 1,15 car la structure ne permet pas une déformation plus importante. En effet, le diamètre des trous de cette fibre est important ($2,2 \mu\text{m}$) et si les trous sont grossis davantage alors ils empiètent sur les trous de la deuxième couronne.

Nous observons que de part et d'autre du facteur multiplicatif "1" qui correspond à la fibre non déformée, l'allure des courbes est croissante. La déformation qui a le plus d'influence sur la biréfringence de phase est celle où deux trous opposés sont déformés. Cette déformation de la structure a pour conséquence une compression (ou une extension) du champ dans la direction qui passe par le centre des trous agrandis (respectivement rétrécis). Cette ovalisation du guide et par conséquent du mode guidé est employée pour réaliser certaines fibres à maintien de polarisation [78].

Par contre, les variations de la biréfringence de phase sont sensiblement les mêmes pour les déformations d'un seul trou ou de deux trous adjacents.

Nous indiquons dans le tableau II.7 les diamètres des trous opposés dilatés ou rétrécis (appelés "diamètre de trou équivalent") tels que la biréfringence de phase induite soit

la même que celle produite par le profil réel de la section droite des FMAS RTI étudiées. Nous reportons dans ce tableau aussi le facteur multiplicatif noté $f_{\text{éq}}$ égal au rapport entre le diamètre des trous agrandis ou rétrécis et le diamètre nominal.

		H015	10_04	11_04	12_04
Diamètre nominal (en μm)		2,2	1,46	1,4	1,8
Grossissement	diamètre de trou équivalent (en μm)	-	1,7	1,43	2,1
	$f_{\text{éq}}$	-	1,18	1,02	1,16
Rétrécissement	diamètre de trou équivalent (en μm)	1,98	1,2	1,37	1,5
	$f_{\text{éq}}$	0,9	0,82	0,98	0,83

Tableau II. 7 : valeur des grossissements/rétrécissements de deux trous opposés de la première couronne produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle

Les valeurs de $f_{\text{éq}}$ sont très proches de "1" ce qui signifie que les déformations des structures parfaites sont mineures. Par exemple, dans le cas de la fibre 11_04, une variation de diamètre de 2% de deux trous opposés (1,46 μm au lieu de 1,43 μm soit 30 nm) suffit à expliquer la biréfringence de phase de la fibre réelle.

Nous allons maintenant étudier l'influence de la déformation elliptique d'un et plusieurs trous de la première couronne comme l'illustrent les figures II.21 (i), (j), (k). La biréfringence de phase en fonction du rapport d'ellipticité des trous déformés est tracée pour les 4 fibres. Le grand axe de l'ellipse est orienté en direction du centre de la section droite de la fibre.

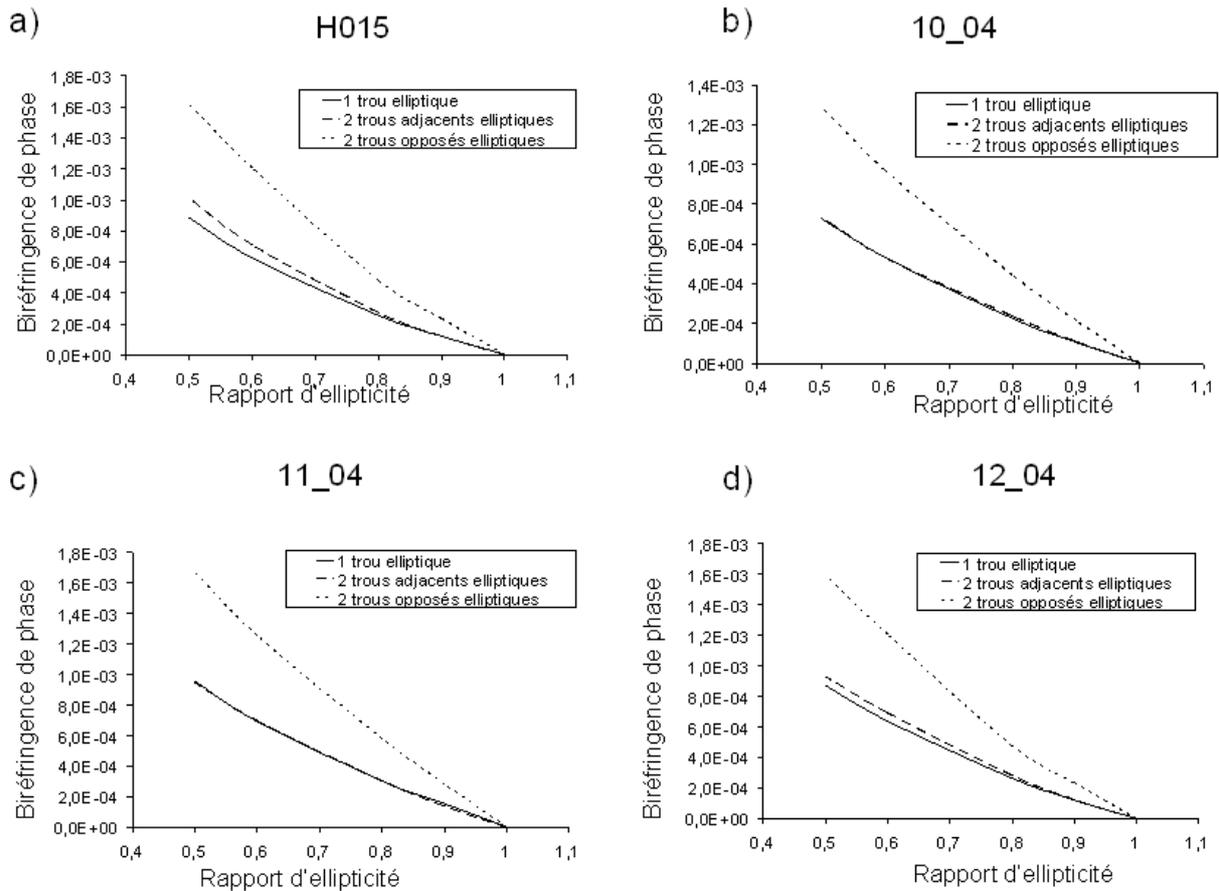


Figure II. 24 : biréfringence de phase calculée en fonction de l'ellipticité d'un ou plusieurs trous de la première couronne

L'ensemble des courbes de la figure II.24 a la même allure facilement prévisible. Elles sont croissantes en fonction du rapport d'ellipticité : chaque réseau de courbe confirme les observations faites lors de l'étude des effets des grossissements/rétrécissements c'est-à-dire que les plus fortes valeurs de biréfringence sont obtenues lorsque deux trous opposés sont déformés. Nous avons aussi observé précédemment que la déformation d'un seul trou ou de deux trous adjacents provoquait une biréfringence similaire : cette remarque s'applique encore dans le cas de la déformation elliptique.

De la même manière que dans les deux cas de déformations précédents, nous avons cherché à connaître l'ampleur de la déformation qui induit une biréfringence de phase égale à celle calculée sur la section droite réelle. Les valeurs trouvées des rapports d'ellipticité à appliquer sur deux trous opposés sont indiquées dans le tableau II.8.

	H015	10_04	11_04	12_04
Rapport d'ellipticité	0,73	0,7	0,96	0,68

Tableau II. 8 : rapport d'ellipticité de deux trous opposés produisant une biréfringence de phase égale à celle de la fibre réelle

Mis à part pour la fibre 11_04, le rapport d'ellipticité est sensiblement éloigné de "1" ce qui signifie qu'il faut une ellipticité significative pour expliquer la biréfringence de phase calculée à partir de la section droite réelle. Pourtant les valeurs trouvées des rapports d'ellipticité sont minimales puisque nous avons considéré dans le tableau II.8 le nombre et la localisation des trous (deux trous opposés) qui induisent une biréfringence de phase la plus élevée.

Nous venons d'étudier trois types de défauts (décalage, dilatation/compression et ovalisation de trous) qui provoquent une déformation de la section droite des FMAS RTI. Les deux premiers défauts peuvent expliquer la biréfringence de phase calculée de la section droite réelle des fibres, car les défauts induisant une telle biréfringence sont de petite ampleur : un décalage maximum de 200 nm par rapport à la position nominale, ou une augmentation/diminution de diamètre maximale de 250 nm suffisent. Ces défauts sont difficilement perceptibles lors de l'observation de l'image MEB. En revanche il ne paraît pas envisageable que seul le troisième type de défaut soit à l'origine de cette biréfringence de phase à cause des fortes valeurs des rapports d'ellipticité nécessaires (voir tableau II.8) qui seraient nettement visibles. Il est plus probable que c'est une combinaison de ces défauts qui est à l'origine de la biréfringence dans une fibre réelle. L'amplitude d'un défaut pris individuellement peut de ce fait être encore plus faible.

Toute l'analyse précédente a été réalisée à une seule longueur d'onde (1550 nm). Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de la biréfringence induite par un défaut donné, en fonction de la longueur d'onde pour les quatre fibres considérées. Notre objectif est de comparer l'évolution spectrale de la biréfringence de phase calculée pour ce défaut spécifique et pour la fibre réelle.

IV.1.5 Comparaison de l'évolution spectrale des biréfringence de phase de fibres réelles et de fibres parfaites affectées d'un défaut unique

Nous allons choisir arbitrairement comme défaut l'éloignement de deux trous opposés de la première couronne, par rapport à la position nominale (figure II.21 (b)). Pour chaque fibre la valeur de cet éloignement sera celle qui donne une biréfringence de phase égale à celle obtenue pour la fibre réelle (voir les valeurs rapportées dans le tableau II.6).

Pour provoquer la même biréfringence de phase que dans la fibre réelle, la valeur de cet éloignement est de 121 nm, 227 nm, 25 nm et 225 nm respectivement pour les fibres H015, 10_04, 11_04 et 12_04. Les courbes représentant l'évolution spectrale de la biréfringence de phase de la section droite réelle de la fibre étudiée et celle de la biréfringence de la section droite parfaite que nous avons déformée en appliquant le défaut correspondant (voir ci-dessus) sont représentées à la figure II.25.

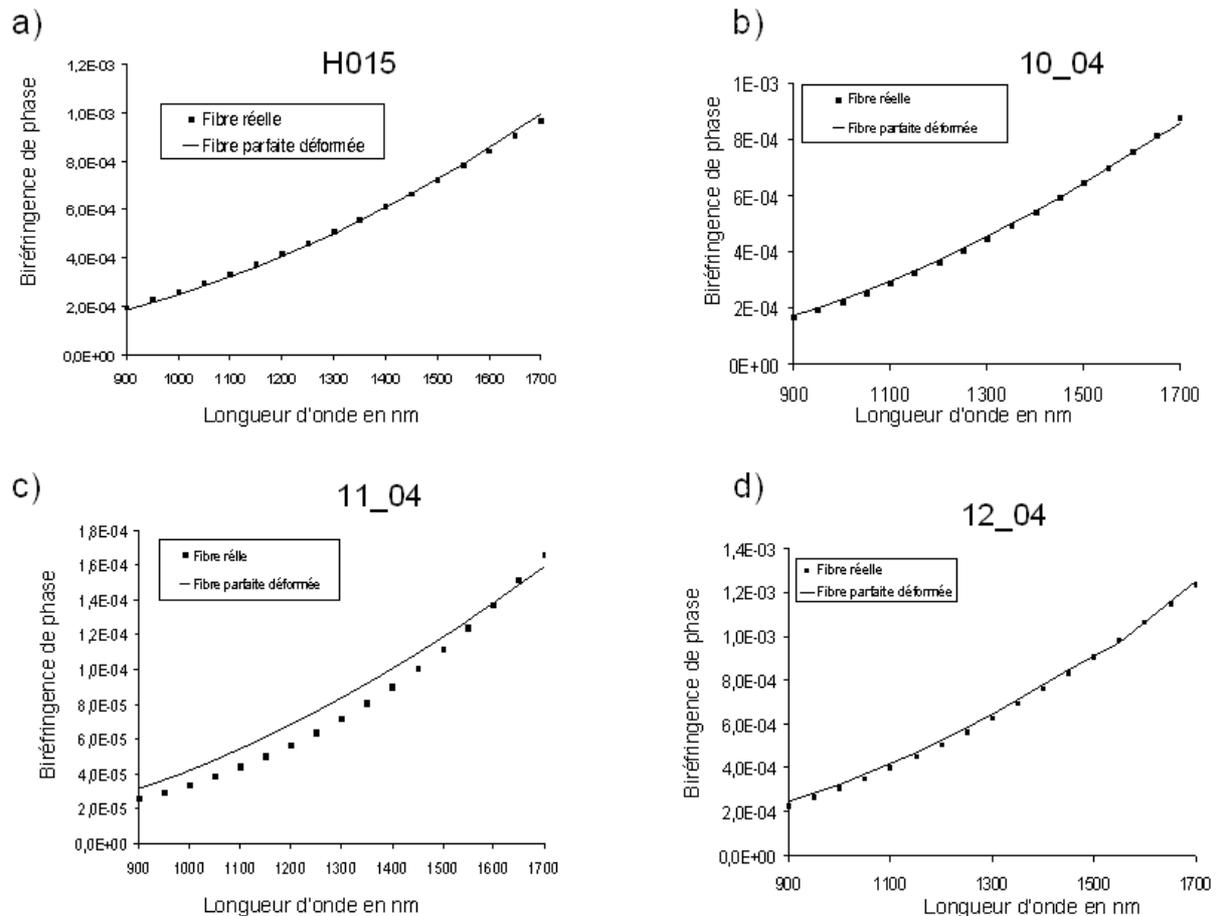


Figure II. 25 : évolution spectrale des biréfringences de phase de fibres réelles et de fibres parfaites affectées d'un défaut unique

Un très bon accord entre les courbes "fibres réelles" et "fibre parfaite déformée" est observé avec les fibres H015, 10_04 et 12_04 sur l'ensemble de la plage spectrale. La géométrie de la première couronne de trous de la fibre dont la section droite est déformée est telle que l'extension du champ dans les deux types de structure induit la même dépendance spectrale de la biréfringence de phase.

La fibre 11_04 présente la biréfringence de phase la moins élevée ($1,24e-4$ à 1550 nm). L'évolution de la courbe "fibre réelle" est légèrement différente de celle de la courbe "fibre parfaite déformée" (figure II.25 (c)) bien que les allures des deux soient similaires.

L'écart maximum observé est de $1,2e-5$ pour $\lambda = 1300$ nm ce qui représente seulement 14% de la valeur à 1300 nm de la fibre réelle. L'éloignement de deux trous dans la section droite d'une FMAS RTI parfaite dont les paramètres géométriques sont ceux de la fibre 11_04 permet donc de décrire correctement l'évolution spectrale de la biréfringence de phase de la fibre 11_04 réelle, mais il ne suffit pas à lui seul à faire coïncider rigoureusement, comme c'est le cas pour les 3 autres fibres, les courbes "fibres réelles" et "fibre parfaite déformée".

Les modélisations que nous avons effectuées semblent indiquer que l'on peut, à partir de la connaissance des paramètres géométriques moyens (d et Λ) d'une FMAS RTI et de sa biréfringence de phase à une longueur d'onde donnée λ , définir une FMAS RTI équivalente qui serait la FMAS RTI parfaite ayant pour paramètres géométriques d et Λ et dont deux trous opposés seraient décalés pour provoquer la biréfringence de phase à λ . Alors, uniquement à l'aide de cette FMAS RTI équivalente, on pourrait retrouver la biréfringence de phase de la fibre réelle quelle que soit la longueur d'onde, comme le suggèrent les courbes de la figure II.25.

Bien sur, les quatre exemples que nous avons montrés sont très insuffisants pour tirer une conclusion générale. Il serait nécessaire de multiplier les comparaisons. Il serait aussi intéressant de changer le type de défaut unique (remplacer le décalage par un grossissement) pour voir si les mêmes accords que ceux montrés figure II.25 peuvent être obtenus.

Dans l'hypothèse (très incertaine à ce niveau de l'étude) où les accords entre biréfringence d'une FMAS RTI réelle et biréfringence de la FMAS RTI équivalente seraient systématiquement confirmés sur toute la bande spectrale, on peut imaginer la construction de séries d'abaques donnant la biréfringence de phase en fonction de la longueur d'onde, paramétrés par l'ampleur du défaut. Chaque abaque serait calculé pour un couple (d , Λ) donné. Alors la connaissance de la biréfringence de phase d'une FMAS RTI réelle, à une longueur d'onde donnée, permettrait, par le choix de la bonne courbe sur l'abaque adéquat, de prévoir la biréfringence de phase à toute autre longueur d'onde. Bien sur, cette démarche pourrait aussi être appliquée à la prévision de la biréfringence de groupe sur toute la bande.

Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons à la mesure de la biréfringence de FMAS à grand pas ($>3\mu\text{m}$).

IV.2 FMAS à grand pas

Les deux fibres étudiées sont les fibres 09_04 et 08_03.

IV.2.1 Etude de la biréfringence de la fibre 09_04

A l'aide de notre banc de mesure de biréfringence de groupe, nous caractérisons la fibre 09_04 ($\Lambda=3,25 \mu\text{m}$ et $d=2 \mu\text{m}$). La démarche expérimentale est celle décrite précédemment. Cependant, aucune cannelure n'a pu être visualisée à l'analyseur de spectre optique. Cela signifie que le pas des cannelures est au moins égal à la largeur du spectre et que la biréfringence de groupe de la fibre testée est beaucoup plus faible que celle des fibres étudiées au paragraphe précédent. On peut évaluer la valeur maximale que peut prendre cette biréfringence à l'aide de la relation II.12, dans laquelle la largeur spectrale $\delta\lambda$ est égale à la largeur du spectre soit 30 nm. Le résultat reporté dans le tableau II.9 est que la biréfringence de groupe de la fibre est au plus égale à $9 \cdot 10^{-5}$ autour de 1540 nm.

Nous avons aussi calculé la biréfringence de la fibre 09_04 réelle par la méthode des éléments finis, en suivant la démarche décrite au début de ce chapitre. Pour cette fibre, la biréfringence résiduelle numérique (BRN) est égale à $1,5 \cdot 10^{-6}$ autour de 1540 nm. La biréfringence de phase est évaluée à $5,8 \cdot 10^{-5}$. La BRN étant 40 fois plus petite que la biréfringence de phase calculée, on peut la considérer comme négligeable et estimer qu'elle n'introduit pas d'incertitude notable sur la valeur de cette biréfringence de phase.

A l'aide de la pente de la biréfringence de phase autour de 1540 nm, nous calculons la biréfringence de groupe que nous trouvons égale à $2,5 \cdot 10^{-6}$. Cette valeur, bien inférieure à la valeur maximale en dessous de laquelle on n'obtient plus de cannelure dans le spectre, est en accord avec nos observations expérimentales.

La valeur de la biréfringence de phase calculée pour la fibre 09_04 est sensiblement plus faible que celle calculée pour les fibres à petit cœur que nous avons caractérisées, dans un rapport qui va de 2 (fibre 11_04) à 12 (fibre 10_04 et 12_04) et même 17 (fibre H015). L'explication pourrait résider dans la qualité de la fabrication de cette fibre. Cependant, comme le diamètre de son cœur est nettement plus grand ($4,5 \mu\text{m}$ au lieu de $2,7 \mu\text{m}$ environ) et que la proportion d'air dans la gaine est plus faible (0,62 au lieu de 0,68 à 0,92) on comprend que la première couronne de trous interagit moins avec le champ guidé dans le cœur. Ainsi, les éventuels défauts dans la géométrie de la structure ont moins d'effets sur la biréfringence de la fibre.

Pour vérifier cette hypothèse, nous calculons la biréfringence de phase relative à la section droite de la fibre réelle que nous dilatons ou comprimons. Dans tous les cas, la proportion d'air et l'ampleur relative des défauts sont conservées. Les résultats sont présentés figure II.26, en fonction du rapport d'homothétie appliqué.

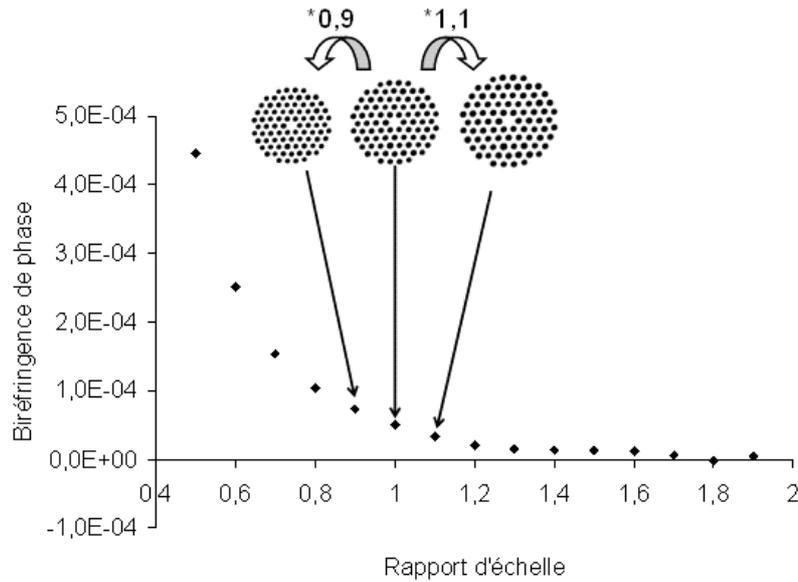


Figure II. 26 : Influence du rapport d'échelle sur la biréfringence de phase calculée à 1540nm dans la fibre 09_04

La figure II.26 montre que la biréfringence de phase d'une structure de FMAS RTI donnée (ici celle de la fibre 09_04) augmente fortement lorsque le rapport d'échelle diminue. Dans l'exemple étudié, cette biréfringence passe de $5,8 \times 10^{-5}$ pour la FMAS RTI pour ses dimensions nominales (rapport d'échelle=1) à 7×10^{-5} et $1,5 \times 10^{-4}$ pour des réductions homothétiques de respectivement de 10% et 30 %. Pour comparer la qualité de la structure de la fibre 09_04 avec celle des fibres à petit cœur, on calcule la biréfringence de la FMAS RTI issue d'une réduction homothétique de la fibre 09_04 ramenant le diamètre du cœur de sa valeur nominale ($4,5 \mu\text{m}$) au diamètre moyen des cœurs des FMAS RTI à petit cœur soit approximativement $2,7 \mu\text{m}$. Le rapport d'homothétie est donc de 0,6. La biréfringence calculée de la fibre "09_04 réduite" est de $2,8 \times 10^{-4}$, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la fibre 11_04 précédemment étudiée. Cela signifie que, comme nous l'avions envisagé, la qualité de la structure de la fibre 09_04 (c'est-à-dire l'ampleur relative des défauts géométriques) est comparable à celle des fibres à petit cœur. Sa plus faible biréfringence n'est due qu'à une plus faible interaction entre champ guidé et trous de la première couronne, parce que son cœur est plus grand.

Evidemment on obtiendrait une biréfringence plus petite en considérant la FMAS RTI réelle dilatée homothétiquement (voir la figure II.26). Une dilatation de 10% donne une biréfringence de $2,8 \times 10^{-5}$ soit la moitié de la valeur obtenue pour les dimensions nominales. Notons que pour les rapports d'échelle importants (au-delà de 1,9) on trouve des valeurs de

biréfringence de phase qui sont de l'ordre de grandeur de la BRN, ce qui introduit une grande incertitude. Les valeurs trouvées, faibles, ne sont alors qu'indicatives.

Nous allons maintenant nous intéresser au cas de la fibre 08_03 qui est une FMAS RTI à très grand pas ($\approx 10 \mu\text{m}$ au lieu de $3,2 \mu\text{m}$ pour la fibre 09_04) et très large cœur (diamètre de $15,4 \mu\text{m}$ au lieu de $4,5 \mu\text{m}$ pour la fibre 09_04).

IV.2.2 Étude de la biréfringence de la fibre 08_03

Pour tenter de mesurer la biréfringence de groupe de la fibre 08_03, nous utilisons la source constituée de la source d'ASE à fibre dopée erbium. Nous la raccordons à un amplificateur à fibre à double gaine, dont le cœur central monomode, en silice dopée germanium et erbium, est entouré d'une gaine interne rectangulaire en silice pure. La gaine externe est en époxy bas indice. L'amplificateur est pompé par la gaine à 980 nm . Le spectre obtenu est alors légèrement plus large que celui de la source d'ASE seule (35 nm au lieu de 30 nm) et la longueur d'onde centrale est légèrement décalée (1550 nm au lieu de 1538 nm) (voir figure II.27).

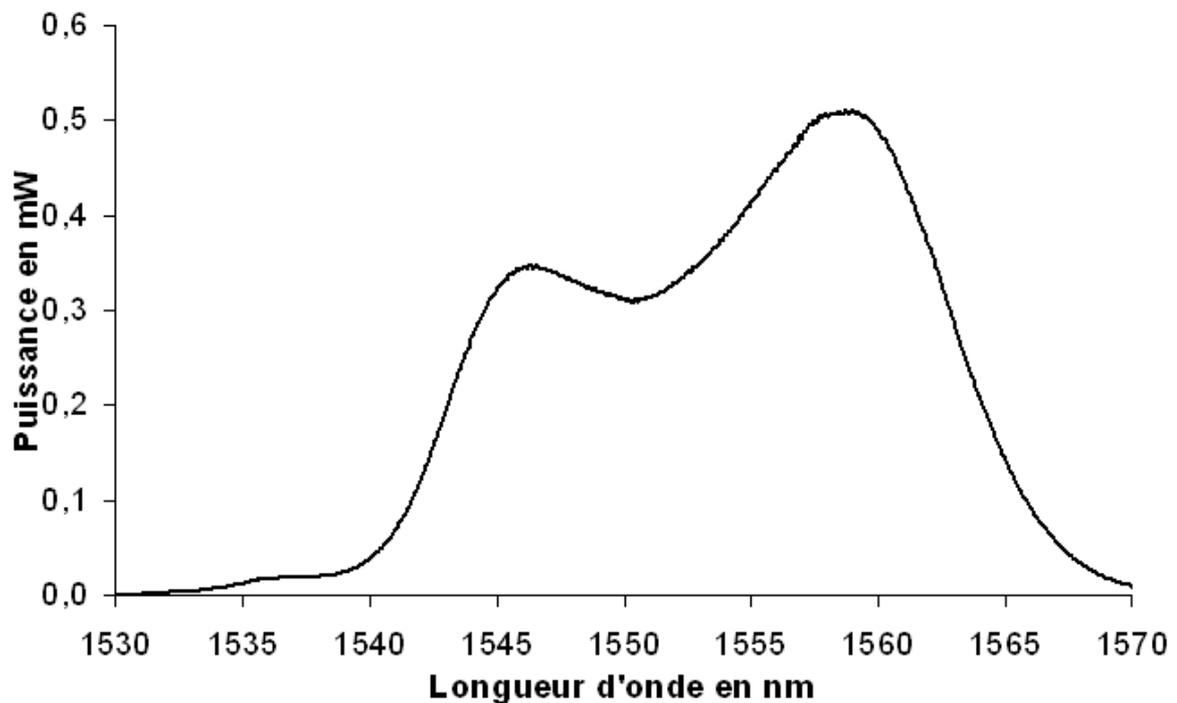


Figure II. 27 : spectre de la source d'ASE raccordée à un amplificateur double gaine

Comme dans le cas de la fibre 09_04, nous ne pouvons obtenir de cannelure dans le spectre du signal en sortie de banc. Cela signifie que la biréfringence de groupe de la fibre est au plus égal à 10^{-5} autour de $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Le calcul de la biréfringence de phase à partir de la section droite de la fibre 08_03 réelle autour de 1550 nm donne une valeur de $1,7e-6$ très peu supérieure à la BRN qui vaut dans ce cas $0,8e-6$ (voir tableau II.9). Cette valeur de biréfringence trouvée, même si elle est affectée d'une incertitude importante à cause de la BRN, apparaît comme beaucoup plus faible que pour les autres fibres réelles caractérisées. Ici encore, l'explication réside dans le fait que l'interaction champ/trous de la première couronne est relativement faible puisque le cœur est très large et que le pas de la matrice de trous est grand.

Compte tenu de la trop grande incertitude sur la biréfringence de phase calculée, nous n'avons pas pu évaluer la biréfringence de groupe pour vérifier qu'elle est bien inférieure à la valeur maximale de 10^{-5} déduite des observations expérimentales.

Une mesure directe de la biréfringence de phase de cette fibre 08_03 a été effectuée par la méthode magnéto-optique par Thierry Chartier et son groupe à l'ENSSAT à Lannion. Cette méthode, décrite précédemment, a permis de mesurer une longueur de battement de 65 cm à 1550 nm sur un tronçon de fibre libre, installé dans un tube, ce qui correspond à une biréfringence de phase de $2,4e-6$. Cette valeur est de l'ordre de la valeur calculée compte tenu de l'incertitude introduite par la BRN.

T. Chartier a aussi mesuré la longueur de battement à 1550 nm dans le tronçon de fibre 08_03 qu'il a caractérisé (longueur 2m), en fonction d'une torsion appliquée à la fibre. Les résultats sont présentés à la figure II.28.

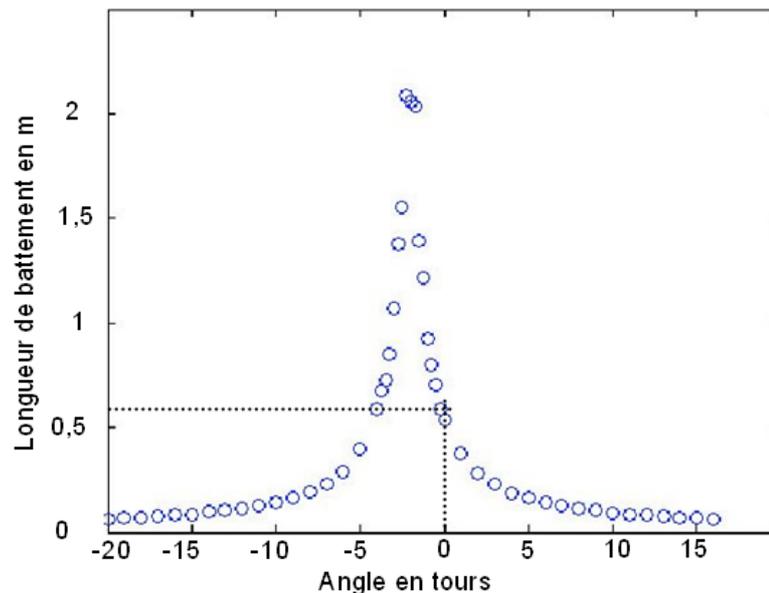


Figure II. 28 : longueur de battement de la fibre 08_03

On constate que la longueur de battement augmente jusqu'à un maximum égal à 2m lorsqu'une torsion de deux tours (soit un tour par mètre) est appliquée sur le tronçon

caractérisé. La biréfringence correspondante est alors minimale. Elle vaut $0,8e-6$. Cette valeur n'est pas en désaccord avec la précision théorique, toujours à cause de la BRN qui ne permet pas d'évaluer de manière fiable la biréfringence de phase lorsque celle-ci est faible.

Comme cela est montré dans la référence [79], l'existence d'une biréfringence circulaire dans la fibre sous test (induite par exemple par une torsion) conduit à une évaluation erronée de la biréfringence linéaire, par la méthode magnéto-optique. Cette biréfringence circulaire, qui se traduit par une rotation des axes neutres le long de la fibre, peut être due à une torsion de la fibre lors du fibrage ou lors de son installation sur le banc de mesure. Une torsion dans le sens opposé peut permettre d'annuler la biréfringence circulaire et donc de mesurer uniquement la biréfringence linéaire. De légères fluctuations de diamètre de trou peuvent également expliquer cette polarisation circulaire.

On remarque que la courbe de la biréfringence mesurée en fonction de l'ampleur de la torsion est bien symétrique par rapport à l'abscisse "-2 tours" pour laquelle la biréfringence est minimale.

Nom	Mesure						Calcul réalisé à λ_0		
	$\delta\lambda(mm)$	$\lambda_0(mm)$	$L(m)$	$B_{g\ exp}$	ΔB_g	$B_{\varphi\ exp}$	$ B_{g\ calcul} $	$B_{\varphi\ calcul}$	BRN
08_03	35	1550	6,86	$<1e-5$	$0,5e-6$	$2,4e-6$	-	$1,7e-6$	$0,8e-6$
09_04	15	1539	1,75	$<9e-5$	$1,2e-5$	-	$9,17e-5$	$5,8e-5$	$1,5e-6$

Tableau II. 9 : mesures et calculs de la biréfringence de groupe et de la biréfringence de phase sur la fibre 08_03 et 09_04

En conclusion, si cette mesure complémentaire confirme bien que la fibre 08_03 présente la plus basse biréfringence linéaire parmi toutes celles que nous avons caractérisées, il est difficile de déterminer par le calcul ou par la mesure sa valeur exacte. L'existence d'une biréfringence circulaire dans cette fibre reste à confirmer par des expériences complémentaires et l'origine de cette éventuelle biréfringence reste à déterminer.

V Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier de manière approfondie la biréfringence existant dans les FMAS RTI réelles. Après avoir mis au point un banc de mesure classique de la biréfringence de groupe basé sur la méthode du spectre cannelé, nous avons mesuré dans quatre FMAS RTI, à petit cœur, dont la section droite présentait une symétrie de $\pi/3$ apparente, une biréfringence de groupe élevée, dont nous cherchons l'origine.

Nous avons alors calculé, à l'aide d'un logiciel de résolution des équations de Maxwell basée sur la méthode des éléments finis, les indices effectifs des deux modes de polarisation du mode fondamental dans ces FMAS RTI à partir de leur section droite réelle acquise par imagerie MEB. Nous avons déduit la biréfringence de phase due aux imperfections géométriques de la structure dont nous avons étudié l'évolution en fonction de la longueur d'onde. Nous avons montré que cette biréfringence de phase est de l'ordre de celle existant dans les fibres à maintien de polarisation classiques (de type "bow-tie" ou "panda"). Elle augmente avec la longueur d'onde suivant une loi de type $B_\phi = \alpha\lambda^k$, comparable à celle régissant l'évolution de la biréfringence dans des FMAS RTI conçues pour être fortement biréfringente (FMAS RTI à maintien de polarisation). Le calcul de la biréfringence de groupe, déduite de la biréfringence de phase et de sa dépendance spectrale, donne pour les quatre fibres étudiées, un résultat en excellent accord avec les mesures. Cette première comparaison amène à conclure que la biréfringence de ces fibres trouve son origine dans les imperfections géométriques de la section droite.

Néanmoins, pour déceler l'éventuelle contribution à la biréfringence de contraintes anisotropes au sein de la fibre nous avons effectué des mesures au cours de cycles thermiques permettant d'amener la fibre sous test à des températures de l'ordre de 1500°C. A ces températures, des contraintes qui existeraient au sein du matériau seraient relâchées et une variation de la biréfringence serait mesurée. Or nous n'avons observé aucune variation de la biréfringence au cours de ces expériences, confirmant le rôle négligeable d'éventuelles contraintes sur cette biréfringence.

Pour confirmer que des défauts géométriques de faible ampleur peuvent induire une forte biréfringence, nous avons réalisé une étude numérique consistant à calculer la biréfringence de phase dans des FMAS RTI parfaites, dont les paramètres géométriques (d et Λ) sont ceux des fibres réelles caractérisées, et dans lesquelles nous avons créé au niveau de la première couronne de trous quelques défauts arbitraires : éloignement ou rapprochement, grossissement ou rétrécissement, déformation d'un trou, de deux trous voisins ou de deux trous diamétralement opposés. Nous avons vérifié qu'un décalage d'une centaine de nanomètres de deux trous par rapport à leur position nominale suffit pour induire la biréfringence mesurée dans les fibres réelles. De même un grossissement de 16% (cas de la fibre 10_04) de deux trous opposés produit le même résultat. En revanche, l'ovalisation de deux trous opposés doit être importante (rapport 0,7 pour la fibre 10_04) pour produire la biréfringence attendue. Dans les FMAS RTI réelles, c'est la combinaison d'une multitude de

petits défauts qui provoquent la biréfringence. Nous avons vérifié que ces petits défauts peuvent être de très petite ampleur.

Pour chacune des quatre fibres, nous avons considéré la FMAS RTI équivalente qui est la FMAS RTI affectée d'un seul défaut : l'éloignement de deux trous opposés de sorte que la biréfringence de phase provoquée à la longueur d'onde de travail est celle de la fibre réelle. L'évolution spectrale de la biréfringence de phase dans cette fibre fictive est la même que celle calculée pour la fibre réelle, sur toute la plage considérée ([900-1700 nm]) et pour toutes les fibres. Si une telle équivalence est confirmée par suffisamment de comparaisons supplémentaires, on peut créer des abaques qui permettront, à partir de la biréfringence mesurée à une seule longueur d'onde de déduire la biréfringence à toutes les autres. Cette démarche serait applicable aussi bien pour la biréfringence de phase que pour la biréfringence de groupe.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la biréfringence de FMAS RTI réelles à grand pas et large cœur. Dans les deux fibres testées, nous n'avons pas mesuré la biréfringence de groupe parce qu'elle se situait en dessous de la valeur minimale accessible avec notre banc. La biréfringence de phase calculée est beaucoup plus petite que dans les cas précédents. Nous avons montré que cette diminution de la biréfringence n'est pas liée à une meilleure qualité de la symétrie de la structure mais à la réduction de l'interaction champ/première couronne de trous.

Des mesures de biréfringence de phase, effectuées à l'ENSSAT sont en bon accord avec les valeurs calculées, sachant que la biréfringence résiduelle numérique est à l'origine d'une incertitude importante sur le résultat des calculs.

Enfin, une dernière expérience suggère qu'il existerait une faible biréfringence circulaire dans certains tronçons caractérisés, susceptibles de perturber les mesures de petites biréfringences de phase. L'existence d'une telle biréfringence reste à confirmer, et son origine est à déterminer. Elle pourrait être due à une légère torsion de la fibre, lors de sa fabrication ou lors de l'installation sur le banc de mesure, ou à de légères variations du diamètre des trous.

*Chapitre III : étude de la dispersion
chromatique du mode fondamental dans des
FMAS réelles en régime monomode*

I Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter l'ensemble de nos travaux relatifs à l'étude de la dispersion chromatique dans des FMAS RTI réelles. Nous nous attacherons en particulier à évaluer la sensibilité de ce paramètre essentiel aux caractéristiques géométriques des fibres considérées.

Tout d'abord différentes méthodes de mesure seront exposées :

- méthode temporelle,
- méthode de mesure du retard de phase,
- méthode interférométrique.

Puis, la méthode que nous avons choisie pour effectuer nos mesures (méthode interférométrique) sera détaillée. Son principe, le dispositif et les réglages seront expliqués.

Enfin nous discuterons des résultats expérimentaux obtenus, en relation avec ceux produits par les calculs menés en appliquant la MEF aux sections droites réelles des FMAS RTI testées. Des comparaisons seront établies avec des mesures réalisées par ailleurs avec d'autres méthodes.

II Méthodes de mesure du paramètre de dispersion chromatique

II.1 Méthode temporelle

La dispersion est proportionnelle à la dérivée du temps de groupe par rapport à la longueur d'onde (voir le premier chapitre et surtout la relation I.33) [80][81]. La méthode temporelle exploite directement cette relation puisqu'elle consiste à déduire la dispersion chromatique de la mesure du temps de groupe d'une impulsion se propageant dans la fibre en fonction de la longueur d'onde centrale de son spectre. Cette technique nécessite l'emploi de longs échantillons de fibre afin que le temps de groupe soit suffisamment grand pour être directement mesuré en utilisant des détecteurs rapides. D'autre part, il faut disposer d'un ensemble de sources à bande étroite, centrées sur différentes longueurs d'onde afin de caractériser la fibre sur une large bande spectrale.

Une variante de cette méthode consiste à mesurer l'allongement temporel d'impulsions brèves produit lors de la propagation dans la fibre dispersive [82]. On compare la durée de l'impulsion (largeur spectrale typique de quelques nanomètres) avant et après propagation. Notons que la mesure n'est valide qu'en l'absence d'effets non linéaires car ceux-ci sont aussi susceptibles d'agir sur l'évolution temporelle de l'impulsion et donc de fausser la mesure.

II.2 Méthode de mesure du retard de phase [83]

Le principe de la mesure est montré sur la figure III.1.

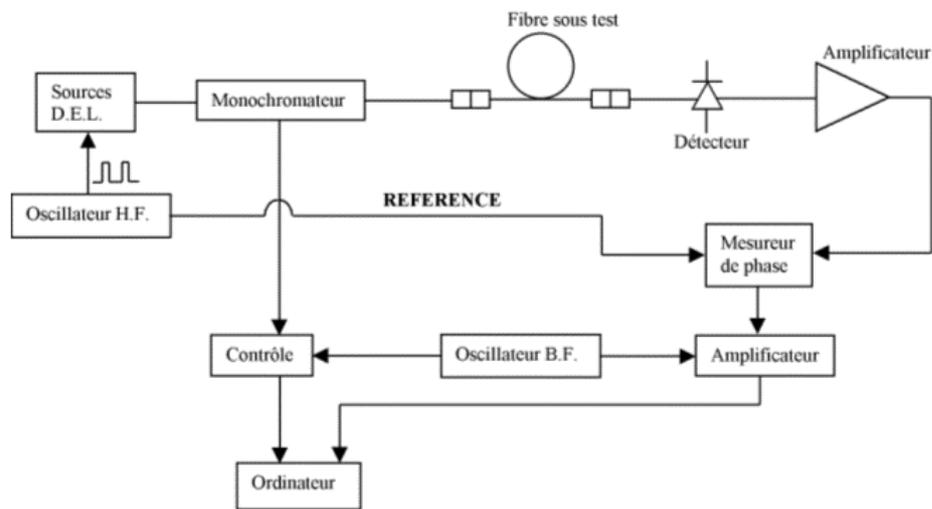


Figure III. 1 : principe de la mesure du retard de phase

Une onde optique modulée par un signal micro onde de référence se propage dans la fibre sous test. Un détecteur extrait l'évolution de l'enveloppe retardée et déformée par le milieu dispersif. Un mesureur de phase compare le retard du signal détecté par rapport au signal micro onde de référence. Le principe consiste à étudier, en fonction de la longueur d'onde de la porteuse optique imposée par le monochromateur le déphasage entre l'onde de référence et celle qui se propage dans le milieu dispersif.

Le retard temporel entre deux signaux de longueurs d'onde voisines $\lambda - \delta\lambda$ et $\lambda + \delta\lambda$ avec $\delta\lambda$ petit nous fournit directement la valeur de la dispersion chromatique à la longueur d'onde λ . En effet, si on appelle $\Delta\varphi$ et $\Delta\varphi'$ respectivement le déphasage à $\lambda - \delta\lambda$ et $\lambda + \delta\lambda$ entre l'onde de référence et l'enveloppe de l'onde qui s'est propagée dans la fibre, on peut écrire l'allongement temporel τ sous la forme suivante :

$$\tau = \frac{(\Delta\varphi - \Delta\varphi')T}{2\pi} \quad \text{III. 1}$$

Avec T : période du signal de modulation.

La dispersion chromatique s'exprime alors sous la forme :

$$D = \frac{\tau}{2\delta\lambda L} \quad \text{III. 2}$$

Avec L : longueur de l'échantillon sous test.

Lorsque la dispersion est faible (petit écart entre $\Delta\varphi$ et $\Delta\varphi'$), on doit, pour conserver une bonne précision de mesure, garantir que les déphasages mesurés soient significatifs. Pour cela, il faut augmenter soit la fréquence de modulation, soit la longueur de fibre caractérisée. Comme la fréquence de coupure haute du mesureur de phase limite la fréquence de modulation, on ne peut détecter $\Delta\varphi$ et $\Delta\varphi'$ qu'en utilisant un tronçon de fibre plus long.

Ainsi, les mesures de très faibles dispersions nécessitent d'utiliser des grands tronçons de fibre, ceci peut interdire la mesure sur des fibres présentant des pertes de propagation élevées à la longueur d'onde choisie.

II.3 Méthodes interférométriques

II.3.1 Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR)

Cette méthode a déjà été présentée dans le chapitre consacré à la biréfringence. La dispersion est déduite de la phase spectrale $\Phi_{ech}(\lambda)$ obtenue par transformée de Fourier du réflectogramme de la face de sortie de la fibre. La relation entre la dispersion chromatique $D(\lambda)$ et $\Phi_{ech}(\lambda)$ est donnée dans la référence [84] :

$$D(\lambda) = -\frac{\sigma^2}{4\pi l_{ech} c} \frac{d^2\Phi_{ech}(\lambda)}{d\sigma^2} \quad \text{III. 3}$$

avec $\sigma = 1/\lambda$ le nombre d'onde et l_{ech} la longueur de l'échantillon sous test.

II.3.2 Méthode d'analyse du spectre cannelé

La figure III.2 montre le schéma de principe du dispositif mettant en œuvre la méthode.

L'interféromètre de Michelson est un dispositif à deux ondes à division d'amplitude. Une lame semi-réfléchissante appelée séparatrice divise une onde lumineuse incidente en deux ondes de directions perpendiculaires de même amplitude. Le bras de l'interféromètre

contenant le milieu dispersif est appelé "bras de fibre" et l'autre bras est appelé "bras d'air". Chacune des deux ondes se propage dans les deux bras puis est réfléchi par un miroir et se redirige enfin vers la séparatrice au-delà de laquelle elles se propagent à nouveau dans la même direction. Le déphasage entre ces deux ondes dépend de la différence de chemin optique entre les deux bras. Elles interfèrent si elles sont cohérentes.

En sortie d'interféromètre est placé un système dispersif en longueur d'onde (par exemple un prisme) qui permet de séparer les composantes spectrales et affiche le spectre de l'onde résultante. Enfin, une photodiode permet de détecter le signal lumineux reçu dans une bande spectrale donnée.

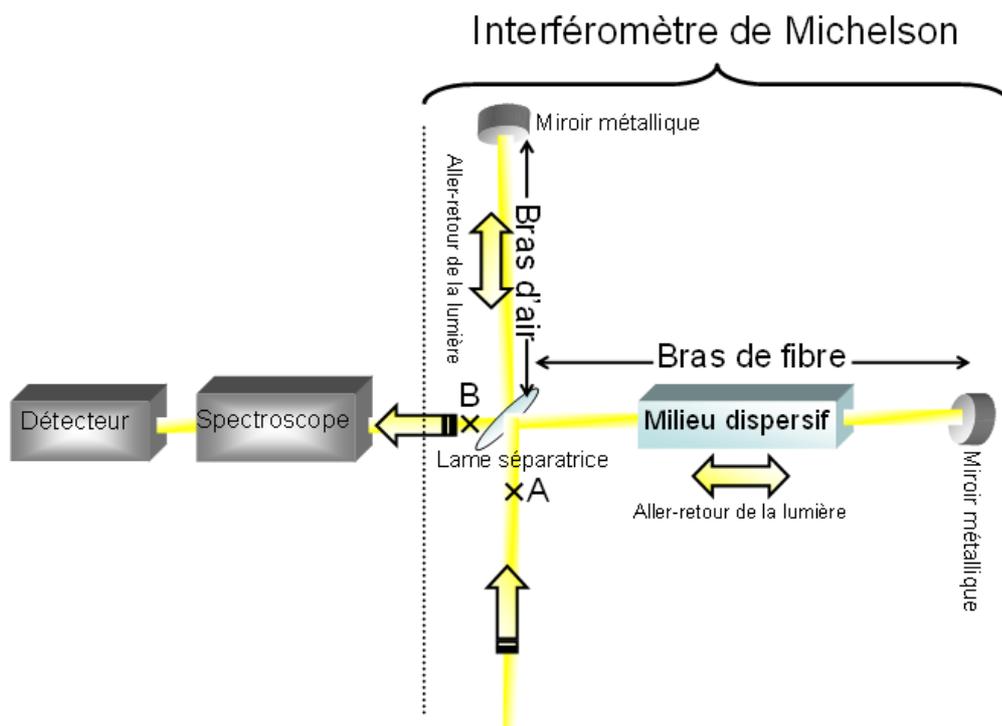


Figure III. 2 : schéma de principe de la méthode d'analyse du spectre cannelé

Considérons d'abord le cas simple d'une onde monochromatique de pulsation ω polarisée rectilignement. La représentation complexe du champ électrique en entrée d'interféromètre au point A s'écrit (figure III.2):

$$E = ae^{j\omega t} \quad \text{III. 4}$$

Avec a amplitude complexe.

Le champ au point B résulte de la superposition des deux ondes qui se sont propagées dans le bras d'air et le bras de fibre. Il s'écrit :

$$E_{Total} = E_{bras_d'_air} + E_{bras_de_test} = (a_1 e^{-j\varphi_1} + a_2 e^{-j\varphi_2}) e^{j\omega t} \quad \text{III. 5}$$

φ_1 et φ_2 sont les déphasages accumulés respectivement dans le bras d'air et le bras de fibre.

Si l_1 et l_2 sont respectivement les longueurs du bras d'air et du bras de fibre, et si l'_2 est la longueur du tronçon de fibre dispersive dans laquelle la constante de propagation de l'onde est β_2 , on peut écrire :

$$\varphi_1 = \frac{\omega l_1}{c} \text{ et } \varphi_2 = \frac{\omega(l_2 - l'_2)}{c} + \beta_2 l'_2 \quad \text{III. 6}$$

L'intensité du signal à la pulsation ω est :

$$I = \frac{E_{Total} \cdot E_{Total}^*}{2} = \frac{a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \varphi}{2} \quad \text{III. 7}$$

Avec $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, le déphasage entre les deux ondes.

L'intensité I peut être mise sous la forme suivante :

$$I = I_o (1 + V \cos \varphi) \quad \text{III. 8}$$

avec :

$$I_o = \frac{a_1^2}{2} + \frac{a_2^2}{2} = \frac{a^2}{2} \quad \text{III. 9}$$

$$V = \frac{a_1 a_2}{\frac{a_1^2}{2} + \frac{a_2^2}{2}} \quad \text{III. 10}$$

I_o est l'intensité du signal en entrée de l'interféromètre (intensité moyenne en sortie) et V correspond à la fonction de visibilité. V est maximale quand les deux voies sont équilibrées c'est-à-dire lorsque $a_1 = a_2$.

Le second terme de I ($I_o \cdot V \cos \varphi$) résulte des interférences entre les deux ondes. Le déphasage entre les 2 ondes étant une fonction de la pulsation, le terme ($I_o \cdot V \cos \varphi$) est responsable d'une modulation de l'intensité spectrale en sortie d'interféromètre. Le spectre présente des cannelures (spectre cannelé) dont l'analyse va permettre de déterminer la dispersion chromatique du tronçon dispersif placé dans le bras de fibre.

A l'aide du développement en série de Taylor à l'ordre 2 de la constante de propagation β_2 :

$$\beta_2 = \beta^{(0)} + \beta^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{\beta^{(2)}}{2}(\omega - \omega_0)^2 \quad \text{III. 11}$$

on déduit :

$$\varphi = \frac{\omega_0 \delta}{c} + \frac{(\omega - \omega_0) \delta}{c} - \beta^{(0)} l'_2 - \beta^{(1)} (\omega - \omega_0) l'_2 - \frac{\beta^{(2)}}{2} (\omega - \omega_0)^2 l'_2 \quad \text{III. 12}$$

avec :

$$\delta = l_1 - l_2 \quad \text{III. 13}$$

δ représente la différence de chemin d'air parcouru par les deux ondes entre les deux voies.

Le déphasage φ peut être réécrit de la manière suivante

$$\varphi = \Phi_0 + \Phi_1 (\omega - \omega_0) + \Phi_2 (\omega - \omega_0)^2 \quad \text{III. 14}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Phi_0 = \frac{\omega_0 \delta}{c} - \beta^{(0)} l'_2 \\ \Phi_1 = \frac{\delta}{c} - \beta^{(1)} l'_2 \\ \Phi_2 = -\frac{\beta^{(2)}}{2} l'_2 \end{cases}$$

La relation III.14 est illustrée sur la figure III.3. Le déphasage φ est représenté par des croix et l'intensité du spectre cannelé est représentée en noir.

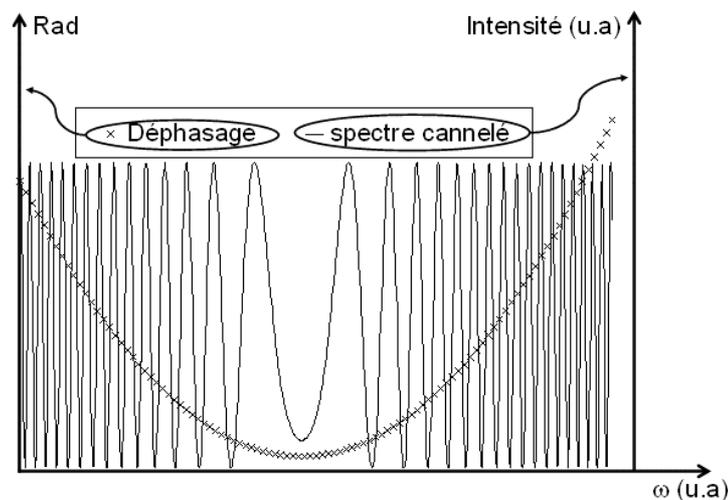


Figure III. 3 : phase spectrale et spectre cannelé

Le terme d'ordre 0 de la relation III.14 est un terme de phase constant qui n'influe pas sur la périodicité du spectre cannelé.

Le terme linéaire d'ordre 1 correspond au déphasage entre les deux ondes se propageant dans les deux bras.

Le terme d'ordre quadratique, Φ_2 , est directement lié à la dispersion comme le montrent les relations [I.27]. La combinaison de ces deux relations aboutit à :

$$D = -\frac{\omega_0^2}{2\pi c l_2} \frac{d^2 \varphi}{d\omega^2} \quad \text{III. 15}$$

Grâce à l'acquisition du spectre cannelé à l'aide d'une photodiode suffisamment résolvente, on peut déduire, de la relation III.8, la loi de l'évolution spectrale du déphasage φ (loi de phase). Le terme d'ordre 2 de cette loi donne directement accès à la dispersion chromatique (relation III.15).

Cette méthode a l'avantage de permettre la caractérisation des tronçons de fibre courts (2 à 3 cm), ce qui est très intéressant si les fibres présentent des pertes de propagation élevées aux longueurs d'onde testées. Cette technique permet aussi de caractériser l'échantillon sur une large plage spectrale, ce qui la rend très attractive pour les mesures que nous souhaitons réaliser sur nos FMAS RTI.

La largeur de la bande spectrale de mesure dépend du spectre des sources disponibles et des bandes spectrales des détecteurs employés. Nous verrons plus loin qu'une mesure sur 500 nm est possible sans changer de composant sur le banc.

Nous allons mettre en pratique une variante de la méthode du spectre cannelé, décrite au paragraphe suivant.

III Méthode interférométrique basée sur l'intégration du spectre cannelé

III.1 Montage et principe de la méthode

Le montage utilisé est montré à la figure III.4.

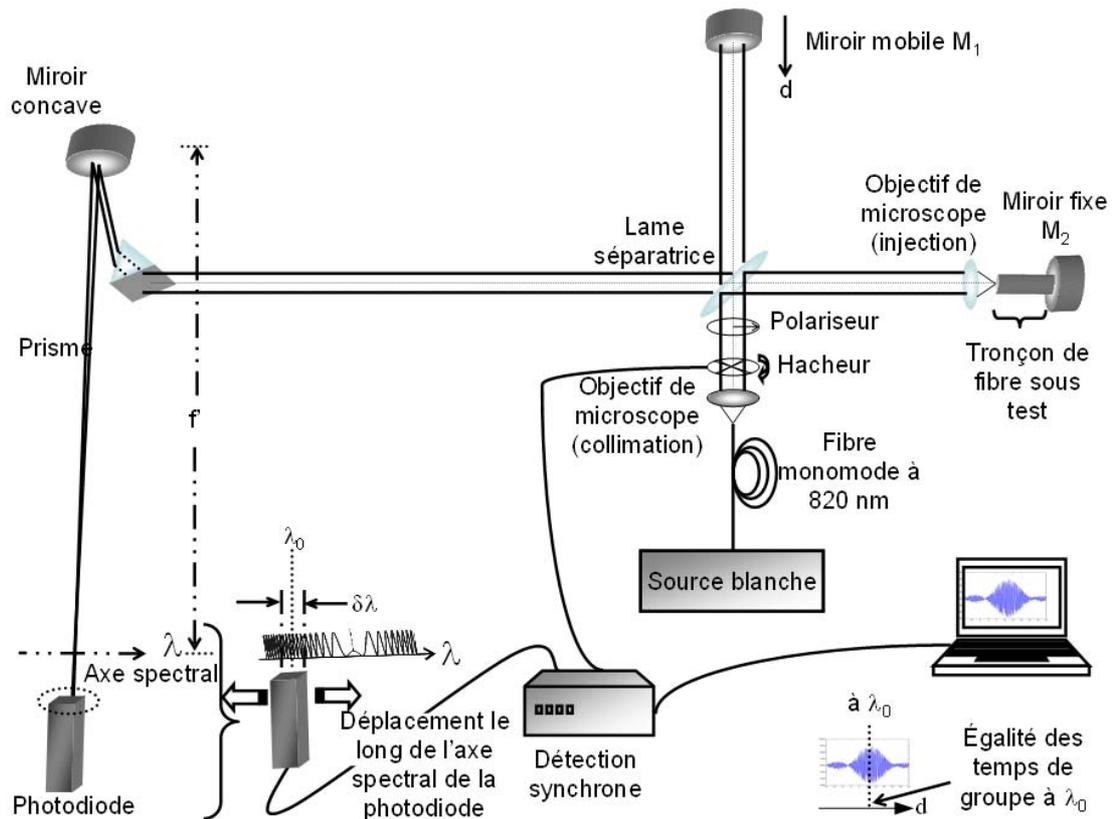


Figure III. 4 : schéma expérimental du dispositif interférométrique mise en oeuvre

Pour une acquisition directe du spectre telle que le préconise la méthode d'analyse du spectre cannelé décrite au paragraphe précédent, le système de détection requis devrait être une barrette dont chaque cellule serait suffisamment petite pour permettre de résoudre les cannelures de plus en plus rapprochées du spectre, et avec une sensibilité très élevée sur toute la bande pour détecter avec un rapport signal sur bruit suffisant les faibles flux lumineux tombant sur chacun d'eux. Comme il n'existe pas de barrettes de détecteurs qui répondent à l'ensemble de nos exigences, nous avons décidé de mettre en oeuvre une variante de la méthode qui utilise une photodiode unique pour intégrer le spectre sur une fraction de la bande spectrale de mesure. Comme nous allons le voir plus loin, la méthode est fondée sur l'analyse du signal délivré par la diode en fonction de la longueur d'onde centrale de la bande intégrée.

Le cœur de l'instrument est constitué d'un interféromètre à deux ondes de type Michelson. L'échantillon dont on mesure la dispersion chromatique est inséré dans le bras de fibre. La longueur du bras d'air est ajustable.

L'interféromètre est éclairé par un faisceau parallèle obtenu en plaçant la face de sortie d'une fibre optique monomode à 820 nm (appelée fibre optique "d'amenée") dans le

plan focal objet d'un objectif de microscope (grandissement 40). Cette fibre permet d'acheminer la lumière issue de différentes sources jusqu'à notre montage. Les sources peuvent être :

- une source laser à 1530 nm,
- une source d'ASE amplifié,
- une source très large bande : continuum engendré par effet non linéaire dans une fibre optique.

Les deux premières sources servent à régler le banc expérimental et la troisième est utilisée pour réaliser les mesures. Les caractéristiques de ces sources seront précisées dans le paragraphe suivant. Ce système a l'avantage d'être "souple" c'est-à-dire qu'il permet aisément la commutation d'une source vers une autre.

Le faisceau parallèle traverse un hacheur qui module le signal lumineux pour permettre une détection synchrone ultérieure. Le signal lumineux modulé traverse ensuite un polariseur dont le rôle est de permettre l'excitation pure de l'un des deux modes de polarisation du mode fondamental dans la fibre sous test. L'axe du polariseur est donc orienté au choix selon un des deux axes neutres de la fibre sous test.

La division du faisceau en direction des deux bras de l'interféromètre de Michelson placé en aval ainsi que la recombinaison des ondes sortantes est réalisé de manière classique, par une lame séparatrice inclinée à 45°. Un miroir métallique M_1 en extrémité du bras d'air est placé sur une platine motorisée qui permet d'ajuster la longueur à un dixième de micromètre près. Dans le bras de fibre, un objectif de microscope focalise la lumière issue de la séparatrice dans l'échantillon de fibre sous test dont la face de sortie est au contact d'un miroir métallique.

Un spectroscope est placé en sortie d'interféromètre pour disperser spatialement les différentes longueurs d'onde du faisceau recombinaison. Il est composé d'un prisme suivi d'un miroir concave métallique. Le spectre est affiché dans le plan focal objet de ce miroir où l'on a placé une photodiode. Elle est installée sur une platine motorisée et automatisée, permettant une translation contrôlée au dixième de micromètre près dans une direction perpendiculaire à celle du faisceau provenant du miroir concave. La photodiode intègre donc une fraction du spectre affiché $\delta\lambda$, fonction des caractéristiques du spectroscope et de la largeur de la zone sensible. La longueur d'onde centrale λ_0 de cette bande intégrée est choisie en translatant la diode après un étalonnage soigneux du dispositif. Comme le flux lumineux reçu demeure

faible on exploite la modulation réalisée en entrée par le hacheur pour effectuer une détection synchrone et améliorer le rapport signal sur bruit du signal électrique délivré.

Comme le montre la figure III.3, les cannelures du spectre sont d'autant plus serrées que la pente ϕ_1 du déphasage spectral entre les deux bras est forte. Lorsque cette pente est nulle, la largeur des cannelures est maximale. Ainsi en translatant la photodiode d'une extrémité à l'autre de ce spectre, on obtient d'abord un signal continu moyen lorsque la largeur des cannelures est sensiblement plus faible que la largeur spectrale intégrée. Le signal se met ensuite à fluctuer de plus en plus autour d'une valeur moyenne à mesure que les cannelures (de plus en plus espacées) sont de mieux en mieux résolues par le détecteur. Les fluctuations sont maximales lorsque $\phi_1=0$. Le signal électrique évolue symétriquement au-delà de cette position. C'est l'analyse de cette réponse spectrale du dispositif (appelé interférogramme (voir figure III.4)) qui va donner l'information recherchée. En effet, comme l'indique la relation III.12 le cas $\phi_1=0$ signifie que :

$$\frac{\delta}{c} - \beta^{(1)}l_2' = 0 \quad \text{III. 16}$$

La relation III.16 aboutit à

$$\delta = c\beta^{(1)}l_2' = N_g l_2' \quad \text{III. 17}$$

Alors le temps de groupe dans le bras de fibre devient :

$$t_{g_2} = \frac{l_2}{c} + \frac{l_2'}{v_g} = \frac{l_1}{c} - \frac{\delta}{c} + \frac{l_2' N_g}{c} = \frac{l_1}{c} = t_{g_1} \quad \text{III. 18}$$

où t_{g_1} est le temps de groupe dans le bras d'air, qui reste invariant.

Finalement le maximum d'oscillations du signal électrique détecté par la photodiode est obtenu à l'égalité des temps de groupe entre les deux bras. On en déduit le temps de groupe dans l'échantillon caractérisé :

$$t_{g_{ech}} = t_{g_1} - \frac{l_2}{c} \quad \text{III. 19}$$

Pour une position de la photodiode donnée, c'est-à-dire pour une longueur d'onde centrale λ_0 donnée de la bande $\delta\lambda$, l'égalité des temps de groupe est obtenue pour une longueur l_2 du bras de mesure donnée, c'est-à-dire pour une position particulière du miroir M_1 . Translater le miroir M_1 revient à décaler le spectre cannelé devant la photodiode comme l'illustre la figure III.5 qui montre trois spectres cannelés correspondant à trois positions du miroir du bras d'air différente. Sur cette figure, les flèches associées repèrent la fréquence autour de laquelle les fluctuations spectrales sont minimales

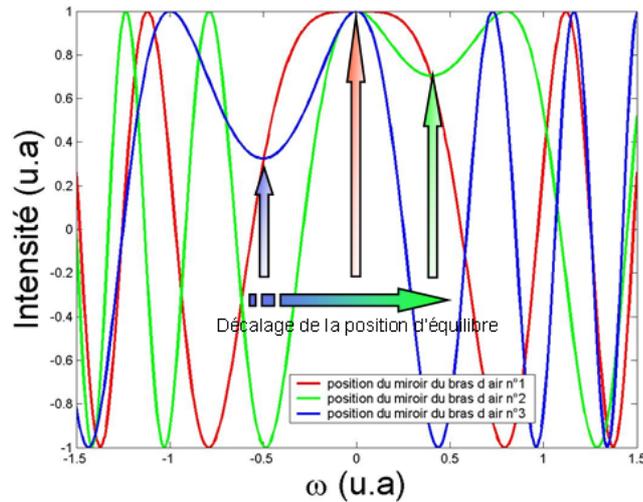


Figure III. 5 : allure du spectre cannelé affiché, pour les trois longueurs du bras d'air différentes

Finalement, la mesure consiste à relever en fonction de la période de la photodiode (c'est-à-dire en fonction de λ_0), la position du miroir M_1 autour de laquelle les oscillations dans la réponse spectrale du dispositif sont maximales. Cette position sera traduite comme une distance $z_{g\max}$ par rapport à une position de référence arbitraire. La figure III.6 illustre la démarche suivie pour construire un interférogramme associé à une position donnée de la photodiode.

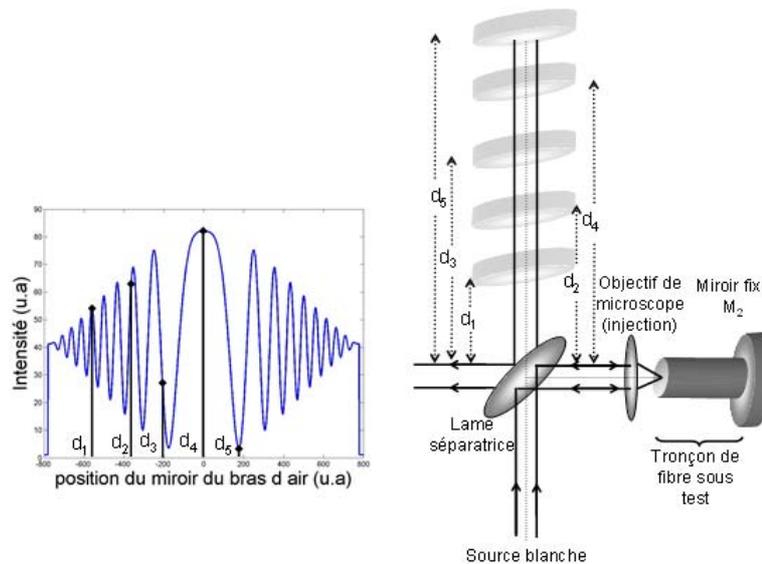


Figure III. 6 : procédure suivie pour la construction d'un interférogramme

La dispersion chromatique de l'échantillon caractérisé sera alors simplement calculée par :

$$D_{ech}(\lambda) = \frac{1}{l_2'} \frac{dt_{g_{ech}}}{d\lambda} = -\frac{1}{c.l_2'} \frac{dz_{g_{max}}(\lambda)}{d\lambda} \quad \text{III. 20}$$

La figure III.7 montre des interférogrammes en fonction de la position du miroir du bras d'air pour différentes longueurs d'onde dans une fibre dont la dispersion conserve le même signe sur toute la bande spectrale de mesure. Le changement de sens des variations du maximum des interférogrammes indique un passage par un zéro de dispersion de l'échantillon caractérisé.

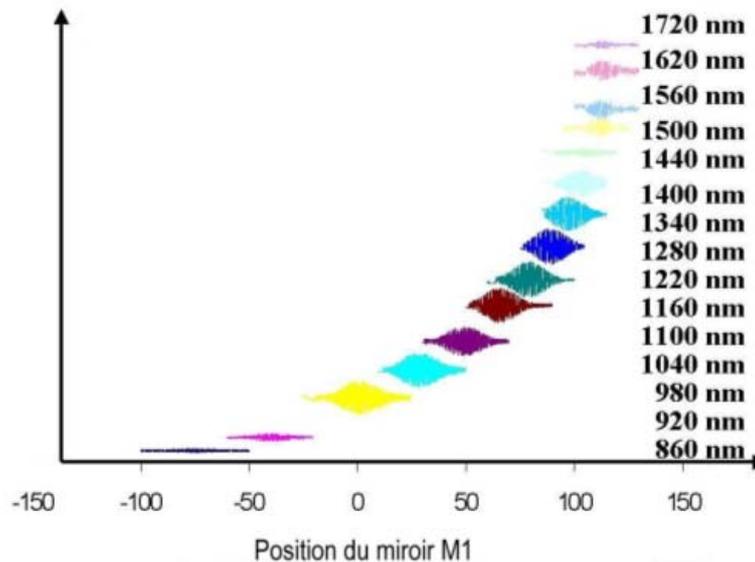


Figure III. 7: évolution de la position des interférogrammes en fonction de la longueur d'onde d'analyse

Remarque : L'étalement spectral des interférogrammes est d'autant plus important que la largeur de la zone sensible de la photodiode est grande (figure III.8). Ceci peut se comprendre aisément si nous considérons la propagation dans l'interféromètre d'un signal impulsionnel en sinus cardinal, réciproque de la largeur spectrale $\delta\nu$ de la fenêtre spectrale d'intégration. L'augmentation de la longueur de cette zone sensible correspond donc à une augmentation de $\delta\nu$ associée à un signal plus bref. Mais du fait de la dispersion, celui-ci s'allonge plus dans le bras de fibre et la différence de chemin optique entre les deux bras, autorisant l'existence d'interférences en sortie d'interféromètre, augmente. Il en résulte donc un élargissement de l'interférogramme.

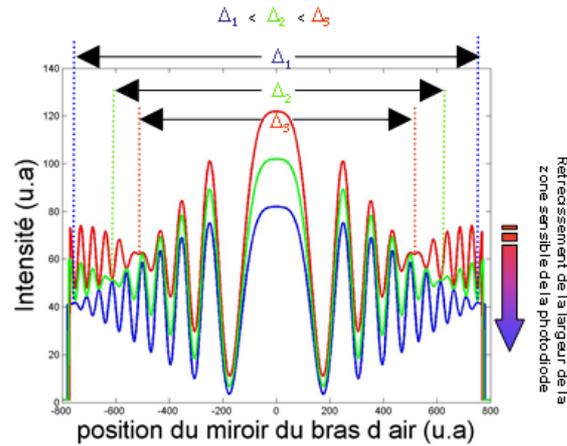


Figure III. 8 : évolution de l'étalement des interférogrammes en fonction de la largeur de la zone sensible de la photodiode

Pour régler l'ensemble du dispositif, puis pour réaliser les mesures relatives à la caractérisation des fibres en terme de dispersion chromatique, nous utilisons un ensemble de sources très différentes, dont les caractéristiques et les rôles sont indiqués dans le paragraphe suivant.

III.2 Sources et cohérence temporelle

La longueur de cohérence L_c d'une source continue, inversement proportionnelle à la largeur de son spectre est la longueur moyenne d'un train d'onde aussi définie comme l'écart maximum entre deux points ayant entre eux une relation de phase déterministe :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad \text{III. 21}$$

$\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de l'onde.

A la sortie de l'interféromètre de Michelson mis en œuvre dans la méthode, l'intensité détectée par la photodiode, exprimée par la relation III.6, est intégrée sur une durée T_d qui varie en fonction du détecteur :

$$I_d = \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} \left(\frac{a_1^2}{2} + \frac{a_2^2}{2} + a_1 a_2 \cos \varphi \right) dt \quad \text{III. 22}$$

où φ est le déphasage entre les ondes ayant parcouru chacun des deux bras.

Si la différence de chemin optique entre les deux ondes recombinaées est supérieure à la longueur de cohérence de la source, les ondes se recombinaées de manière incohérente et la moyenne de $(\cos \varphi)$ sur la durée d'intégration T_d est nulle ($I_d = I_0$). L'information sur le déphasage n'est donc conservée que si cette différence de chemin optique est inférieure à la

longueur de cohérence de la source qui dépend de la nature de celle-ci. Par exemple il est égal à 3 m et 9 μm respectivement pour un laser He-Ne et pour une source blanche couplée à un filtre.

Notons que si la détection est réalisée par un dispositif spectralement sélectif, comme c'est le cas dans notre méthode, la largeur spectrale à prendre en considération est la plus petite entre celle de la source et celle intégrée par le détecteur. On introduit alors la notion de longueur de cohérence effective en tenant compte du récepteur : finalement, des franges d'interférences sont obtenues lorsque la différence de chemin optique est inférieure à la longueur de cohérence effective.

Nous allons maintenant détailler les caractéristiques de chaque source employée.

III.2.1 Source laser à 1530 nm

Pour réaliser les réglages d'injection de lumière dans la fibre sous test, nous utilisons une diode laser DFB à 1530 nm. Sa largeur spectrale est de 5 nm. Sa longueur de cohérence est de 470 μm .

Cette source est utilisée pour vérifier la qualité de l'excitation du mode fondamental grâce à une imagerie de la face de sortie de la fibre en champ proche.

III.2.2 Source d'ASE amplifiée

Pour localiser précisément la position du miroir M_1 correspondant à l'équilibre des temps de groupe dans les deux bras, on utilise une source à spectre large en entrée et un spectroscopie en sortie réglé pour intégrer une large bande spectrale sur la photodiode. Ainsi la différence de chemin optique permettant l'existence d'interférences sera faible.

La source est celle qui a été utilisée lors de la mesure de la biréfringence de groupe de la fibre 09_04 (voir chapitre II). Nous rappelons qu'il s'agit d'une source d'ASE raccordée à un amplificateur à double gaine. La largeur spectrale de cette source est de 35 nm et celle-ci est suffisamment puissante pour permettre une détection aisée en sortie d'interféromètre.

Le spectroscopie et une photodiode de diamètre de zone sensible égal à 1 mm permettent d'intégrer un spectre de 60 nm autour de 1550 nm soit la totalité du signal. La longueur de cohérence effective est alors égale à la longueur de cohérence de la source soit 70 μm , qui correspond approximativement à la précision de localisation de la position du miroir M_1 donnent l'équilibre des temps de groupe.

III.2.3 Source très large bande [85]

Pour réaliser les mesures, l'idéal est de disposer d'une source brillante, si possible monomode, et émettant sur un très large spectre. Nous allons utiliser une source de continuum spectral engendré dans une fibre optique microstructurée par des cascades d'effets non linéaires. Cette source est constituée d'un micro laser de pompe Nd:YAG dont le faisceau parcourt un tronçon de fibre microstructurée air-silice (longueur 2 m). Les caractéristiques du microlaser sont les suivantes :

- puissance moyenne : 80 mW,
- fréquence de répétition : 5.4 kHz,
- durée d'impulsion : 800 ps,
- longueur d'onde d'émission : 1064 nm.

Celles de la fibre microstructurée sont :

- diamètre des trous : 1,5 μm ,
- pas : 2,2 μm ,
- aire effective : 4,25 μm^2 ,
- longueur d'onde d'annulation de la dispersion : 870 nm.

La diffusion Raman stimulée, combinée à l'automodulation de phase et à des phénomènes de modulation de phase croisée donnent naissance à un spectre quasiment plat qui s'étend sur plus de 700 nm au-delà de 1064 nm (la limite haute du spectre détecté est fixée par la bande de l'analyseur de spectre utilisé) (figure III.9). Notons que la silice naturelle employée pour fabriquer la fibre est exempte d'ions OH⁻. Ceci évite l'apparition d'un pic d'absorption à 1390 nm et donc d'un trou dans le spectre émis à cette longueur d'onde.

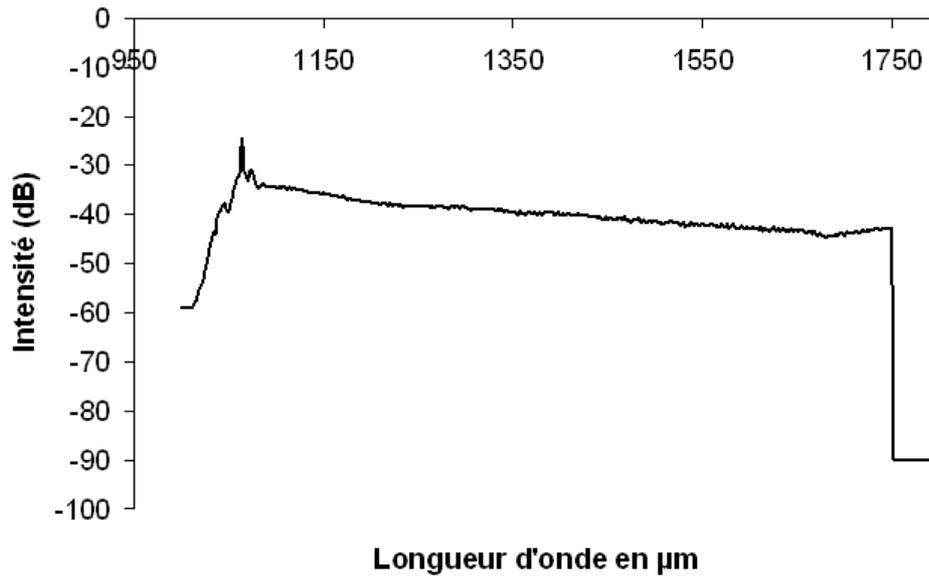


Figure III. 9 : spectre utilisé pour les mesures

III.3 Réglage du banc de mesure

III.3.1 Réglage de l'interféromètre

L'ensemble du dispositif est réglé à 1530 nm en utilisant la diode laser DFB précédemment décrite. La fibre d'amenée, monomode à 820 nm, a un rayon de champ de mode égal à 3 µm. Les objectifs de collimation et d'injection (voir figure III.4) ont des focales respectives de 4,6 mm et 10,8 mm et des ouvertures numériques respectives de 0,32 et 0,65. La qualité de l'injection dans le tronçon de fibre caractérisée est vérifiée par une imagerie en champ proche de la face de sortie, avant la mise en place du miroir métallique M₂. Ce miroir est ensuite soigneusement accolé à la face de sortie de la fibre pour y réinjecter le flux émergent.

Le réglage de la position du miroir M₁ dans le bras d'air se fait classiquement par la suppression des franges d'égalité épaisseur (réglage de l'inclinaison du miroir) et d'égalité inclinaison (obtention de la différence de marche nulle à la longueur d'onde de la source).

III.3.2 Etalonnage de l'axe spectral

Comme on l'a vu précédemment, la photodiode se déplace perpendiculairement au faisceau provenant du miroir métallique, sur "l'axe spectral". Cet axe est étalonné soigneusement en utilisant d'abord des sources de référence, comme la diode DFB à 1530 nm ou une source laser accordable en longueur d'onde entre 1525 nm et 1560 nm.

L'étalonnage est réalisé seulement avec le bras de l'interféromètre en masquant le faisceau dans le bras de fibre pour éviter toute interférence. Lors de la translation de la photodiode le long de l'axe spectral, le signal détecté, présenté à la figure III.10, résulte de la convolution de la zone sensible de la photodiode avec le spectre de la source laser. Le maximum de cette courbe indique la position de la photodiode correspondant à la longueur d'onde centrale de la source.

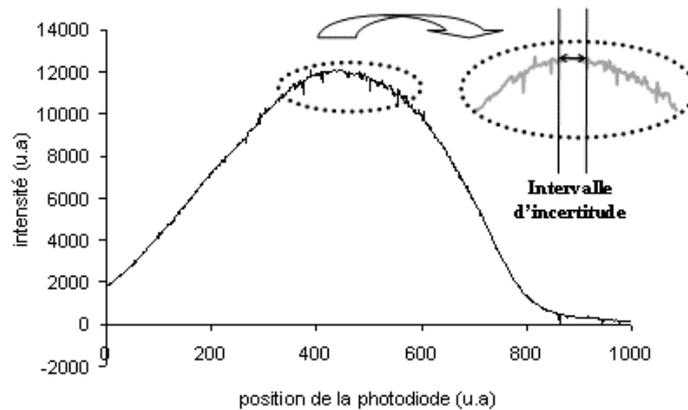


Figure III. 10 : convolution entre la zone sensible de la photodiode et le spectre de la source

La figure III.11 montre les abscisses de la photodiode mesurées en fonction de la longueur d'onde, avec comme abscisse de référence celle correspondant à 1550 nm. La pente est de $1,67 \cdot 10^{-2}$ mm/nm.

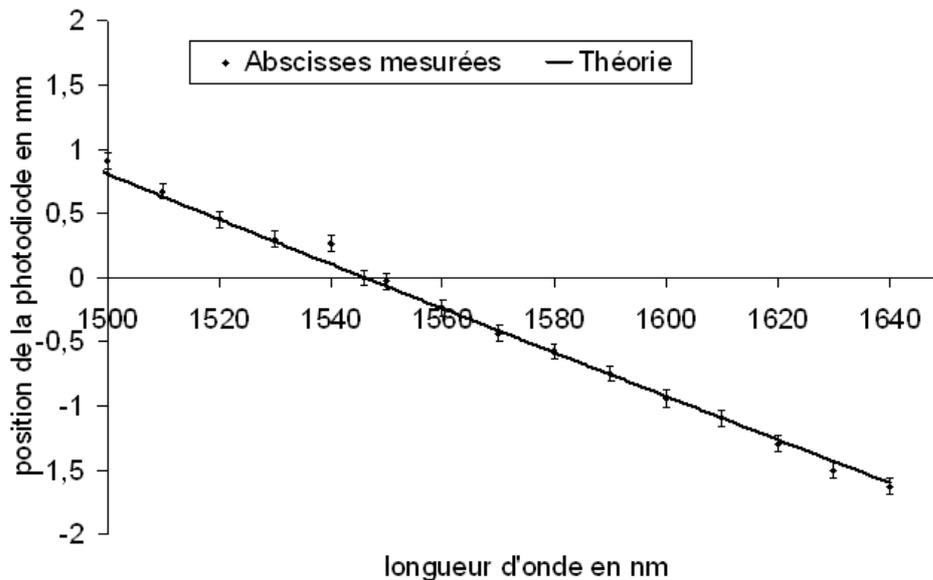


Figure III. 11 : comparaison entre l'étalonnage prévu par le calcul et les positions de la photodiode relevées à l'aide de la source accordable

Les incertitudes sur la mesure de la longueur d'onde ont deux origines :

- l'incertitude de $1/10^{\text{ème}}$ de μm sur la position de la platine supportant la photodiode sur l'axe spectral, qui se traduit par une imprécision sur la longueur d'onde évaluée à un pm. Celle-ci pourra être considérée comme négligeable,
- l'incertitude sur la détermination du maximum de la courbe relevé à la figure III.10. Cette incertitude est de $\pm 25 \mu\text{m}$ environ ce qui correspond à une incertitude moyenne sur la longueur d'onde de $\pm 1,5 \text{ nm}$.

Dans un deuxième temps, un calcul d'optique simple utilisant les lois de dispersion angulaire du prisme et tenant compte de la réflexion sur le miroir permet retrouver les résultats expérimentaux.

Enfin ce calcul est généralisé à l'ensemble du spectre entre 1064 nm et 1700 nm pour étalonner précisément tout l'axe spectral. Les résultats obtenus entre 1500 nm et 1600 nm sont reportés dans le tableau III.1 et la figure III.11.

Longueur d'onde en μm	Abscisse de la photodiode en mm (référence à 1550 nm)
1,5	0,8433
1,51	0,6730
1,52	0,5035
1,53	0,3349
1,54	0,1671
1,55	0
1,56	-0,1664
1,57	-0,3321
1,58	-0,4971
1,59	-0,6615
1,6	-0,8254

Tableau III. 1 : étalonnage de l'axe spectral (ce tableau ne représente qu'une partie des longueurs d'onde repérées).

III.3.3 Relevé des interférogrammes et détermination du maximum

Pour situer grossièrement la position du miroir M1 donnant l'égalité des temps de groupe dans l'interféromètre vers 1550 nm, on utilise la source d'ASE couplée à l'amplificateur à fibre, de grande largeur spectrale.

Un interférogramme typique est montré à la figure III.12.

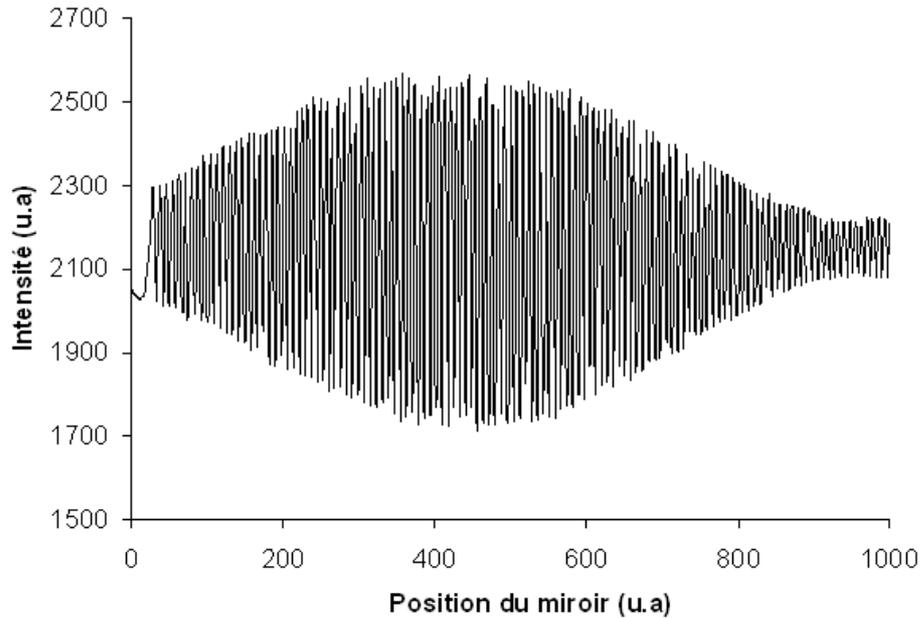


Figure III. 12 : interférogramme typique obtenu avec la source d'ASE amplifiée

La détermination du maximum de l'interférogramme de la figure III.12 permet de situer avec précision la position du miroir du bras d'air pour laquelle l'équilibre des temps de groupe est atteint.

Comme le montre la figure III.12, les irrégularités dans l'interférogramme rendent difficile une localisation indiscutable du maximum. Pour rendre la démarche plus rigoureuse, nous exploitons une méthode développée par Sébastien Vergnole à l'IRCOM. Il s'agit, par un traitement numérique de l'interférogramme, de déterminer son enveloppe puis de dériver celle-ci (figure III.13). Le lieu d'annulation de cette dérivée sera considéré comme celui correspondant à l'égalité des temps de groupe dans les deux voies.

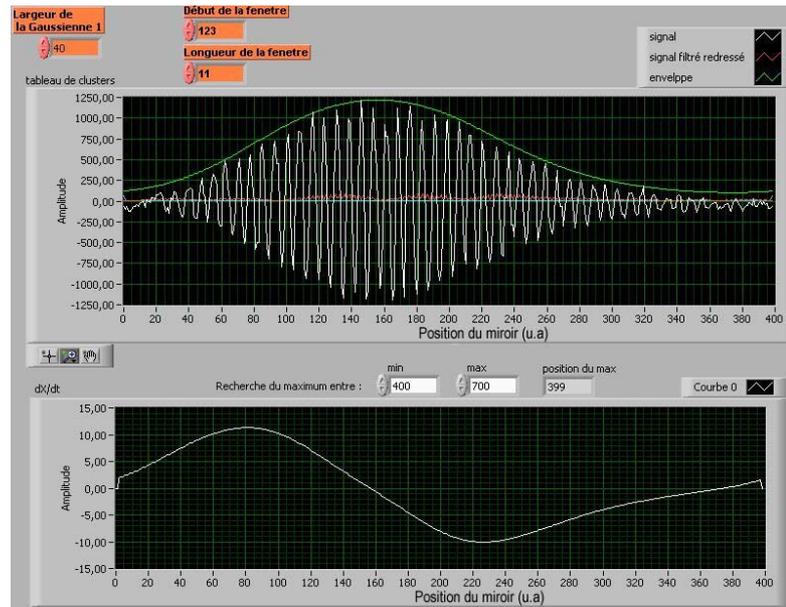


Figure III. 13 : fenêtre du logiciel utilisé

III.3.4 Evaluation de la résolution spectrale du banc de mesure

Supposons un faisceau monochromatique parallèle, traversant le prisme du spectroscopie en direction du miroir concave qui le focalise sur la photodiode détectrice. Compte tenu de la dimension du faisceau incident ($d \approx 2$ mm) et de la focale du miroir ($f=55$ cm), la tache sur le détecteur ($d' = \lambda \cdot f / d$) mesure 0,4 mm à $\lambda = 1550$ nm (figure III.14).

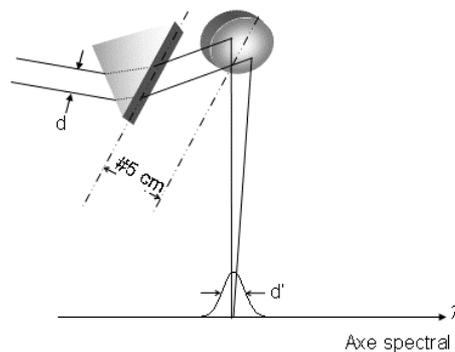


Figure III. 14 : résolution du spectroscopie à prisme

Vue la pente de la courbe d'étalonnage (figure III.11), cette largeur correspond à une bande sur l'axe spectral de 25 nm. Cette étendue est la résolution que nous pouvons espérer pour l'ensemble prisme-miroir. Autrement dit, de fortes variations de temps de groupe sur une bande plus étroite ne pourraient être décelées. Nous pouvons espérer que l'évolution des

temps de groupe dans les tronçons de fibre testée sera suffisamment régulière pour que les mesures effectuées puissent être considérées comme fiables.

La figure III.15 (a) montre deux spectres cannelés calculés qui seraient affichés avec un dispositif prisme/miroir de résolution infinie et de résolution égale à celle de notre banc soit 25 nm. L'intensité de ces spectres varie au fur et à mesure que les déplacements simulés du miroir du bras d'air varient comme le montre la figure III.5. Ces spectres sont ensuite intégrés avec une fonction porte de largeur 50 nm (largeur spectrale détectée par la photodiode). Les figures III.15 (b) et III.15 (c) illustrent respectivement des interférogrammes obtenus avec une résolution de 25 nm et de 1 nm.

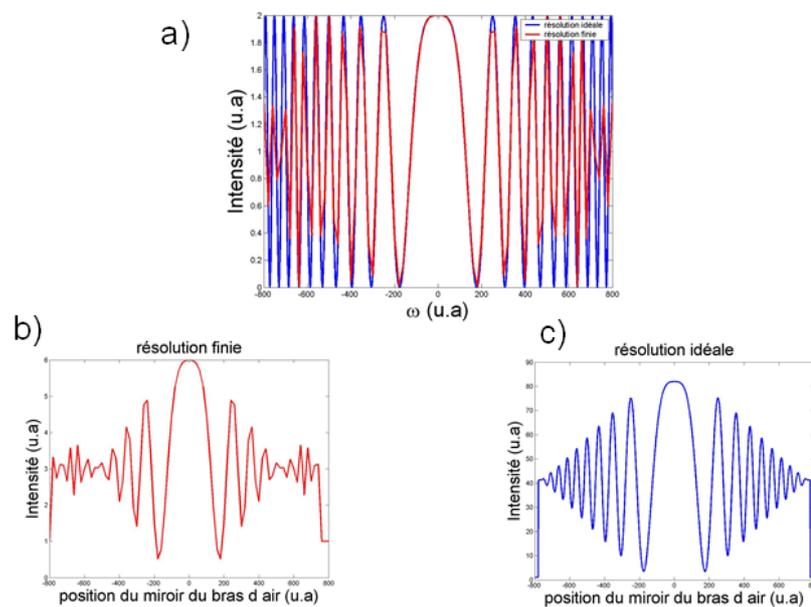


Figure III. 15: influence de la résolution sur l'allure de l'interférogramme

On constate que pour les deux résolutions de l'ensemble prisme-miroir, le pic central est correctement résolu et surtout le sommet de l'enveloppe de l'interférogramme est déterminé avec une précision équivalente dans les deux cas.

Finalement, on retiendra que le banc de mesure mis au point offre une précision sur l'axe spectral de 3 nm avec une résolution de seulement 25 nm. Cette résolution ne sera pas un handicap si les fibres caractérisées ne présentent pas de variations brusques de la dispersion sur la plage de mesures.

III.4 Correction de la dispersion apportée par les composants optiques de l'interféromètre

L'objectif d'injection situé dans le bras de mesure de l'interféromètre apporte une contribution à la dispersion qui doit être prise en compte lors du traitement des résultats de caractérisation d'échantillons de fibres. Pour déterminer cette contribution, une mesure de $z_{g\max}$ en fonction de la longueur d'onde est effectuée sur toute la bande (1050-1700 nm), lorsque seul cet objectif est présent dans le bras de mesure.

L'incertitude sur la position du miroir M_1 est celle de la platine qui la supporte (0,1 μm) augmentée de l'incertitude liée à la détermination du maximum de l'enveloppe de l'interférogramme qui est évaluée à 3 μm .

Deux séries de mesure ont été effectuées, l'une avec une source halogène de lumière blanche, l'autre avec la source de continuum, plus brillante.

L'abscisse $z_{g\max\text{Obj}}$ du miroir M_1 à l'égalité des temps de groupe est représentée en fonction de la longueur d'onde sur la figure III.16.

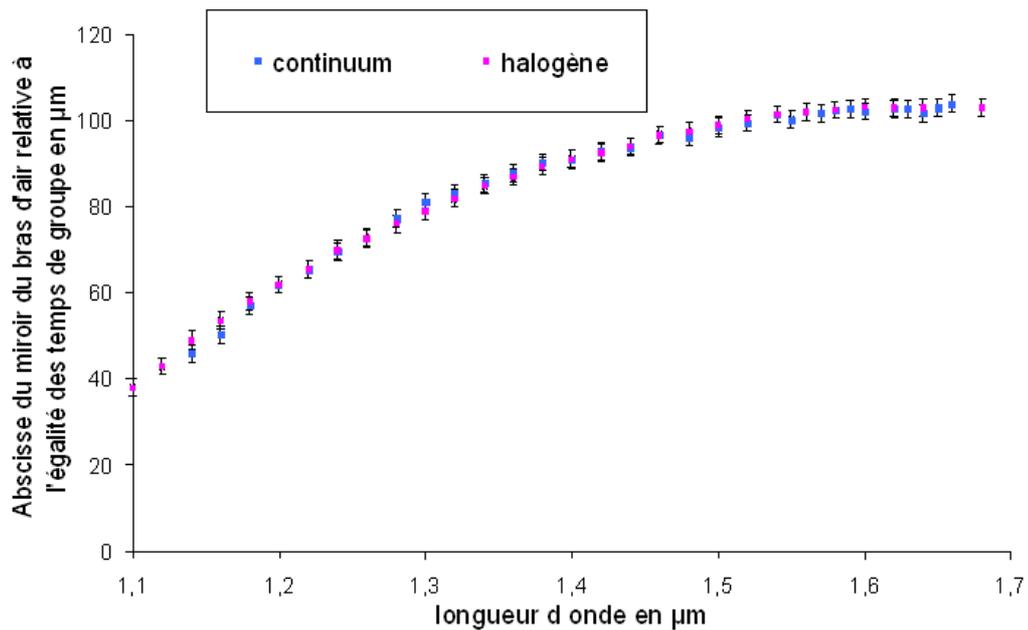


Figure III. 16 : égalité des temps de groupe pour l'évaluation de la contribution du banc de mesure

On rappelle que l'incertitude sur la longueur d'onde est évaluée à $\pm 1,5$ nm. Comme espéré, on obtient un excellent accord entre les deux séries de mesure.

Par la suite, lors de la caractérisation effective d'un tronçon de fibre, chaque abscisse $z_{g\max}$ sera corrigée en soustrayant la valeur correspondante $z_{g\max\text{Obj}}$. La dispersion

chromatique du tronçon sera calculée alors en utilisant les abscisses résultant de cette soustraction.

IV Résultats et discussion

IV.1 Validation du banc de mesure avec une fibre monomode standard

Pour valider les réglages du banc nous caractérisons une fibre monomode standard respectant la norme ITU G 652 dont la courbe de dispersion chromatique est bien connue [86].

Les paramètres opto-géométriques de cette fibre sont donnés dans le tableau III.2.

Diamètre de cœur en μm	9,3
Indice de cœur à 1.55 μm	1,448
Indice de gaine à 1.55 μm	1,444
Longueur d'onde de zéro de dispersion (μm)	1,31
Dispersion à 1.55 μm ($\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$)	17

Tableau III. 2 : caractéristiques de la fibre standard

Nous calculons la dispersion de cette fibre à partir de l'évolution spectrale des indices effectifs (logiciel Femlab) et en utilisant la relation I.41. La courbe obtenue sur la plage [1000-1700 nm] est présentée sur la figure III.17.

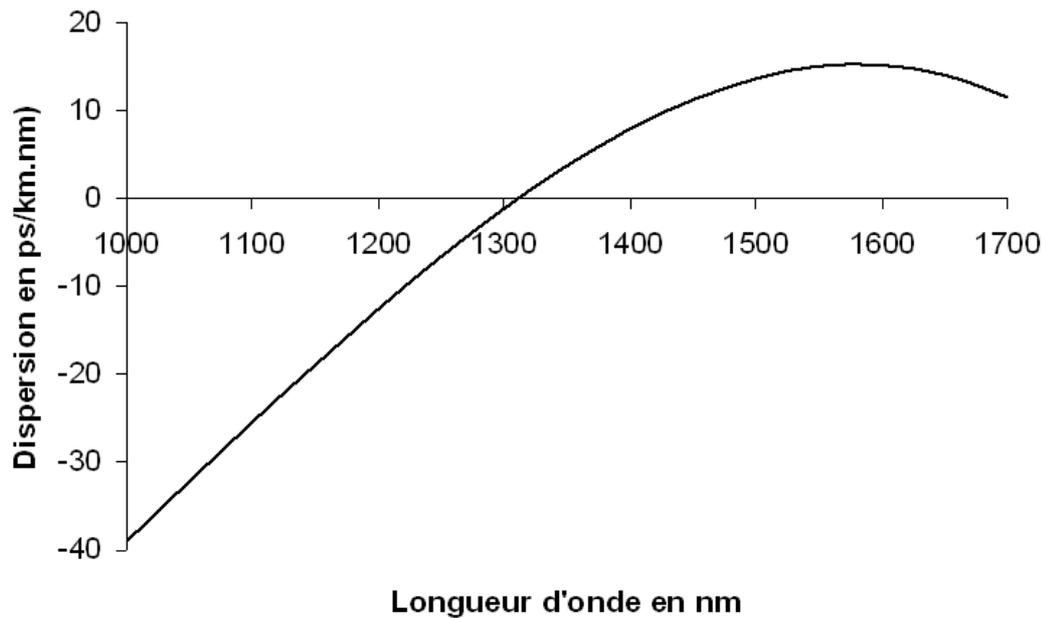


Figure III. 17 : courbe de dispersion de la fibre dont les paramètres opto-géométriques sont présentés au tableau III.2

Nous mesurons ensuite la dispersion chromatique de cette même fibre standard. L'échantillon installé dans le bras de mesure a une longueur de 2,5 cm.

On obtient la courbe présentée sur la figure III.18. Sur cette figure sont reportées les points de mesure relatifs à l'évaluation de l'équilibre des temps de groupe de l'ensemble "fibre + banc" puis ceux de la "fibre seule". Pour obtenir ces derniers, nous avons soustrait aux points expérimentaux "fibre+banc" ceux obtenus lors de l'évaluation de la contribution du banc seul (figure III.16). Les incertitudes relatives aux deux mesures ($\pm 1,5 \mu\text{m}$) s'ajoutent ce qui a pour conséquence que la marge d'erreur pour les points expérimentaux "fibre seule" est de $\pm 3 \mu\text{m}$.

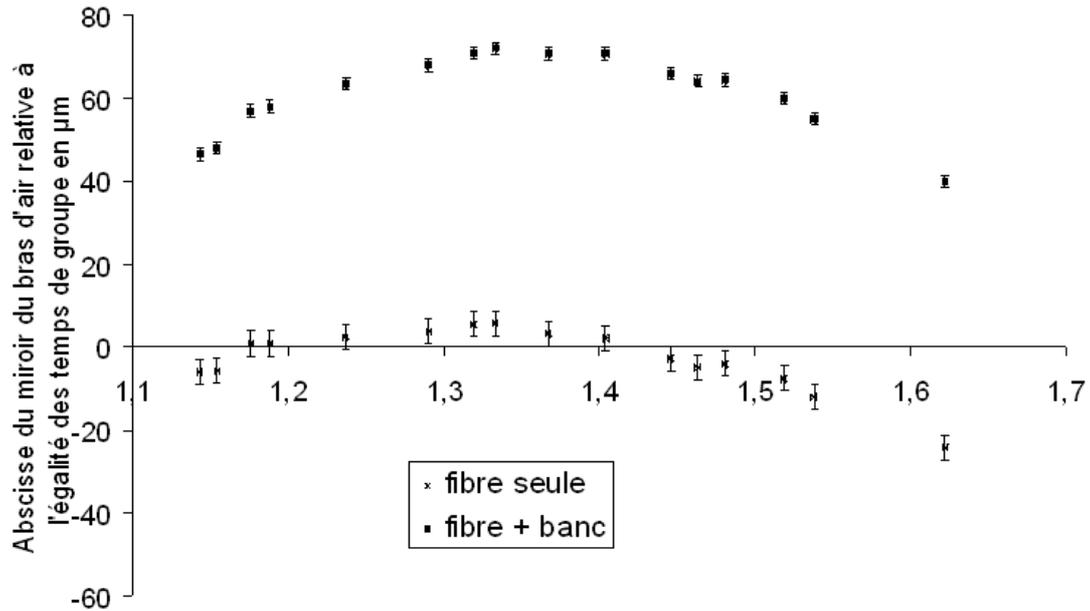


Figure III. 18 : abscisse du miroir M_1 à l'égalité des temps de groupe lors de la caractérisation de la fibre standard

La dispersion chromatique du tronçon de fibre est donnée par la relation III.20.

Par la méthode classique des moindres carrés, nous cherchons un polynôme d'ordre 3 dont la courbe représentative passe au mieux par les points expérimentaux légendés "fibre seule" sur la figure III.18. La courbe représentative de ce polynôme est présentée à la figure III.19, avec les points de mesure.

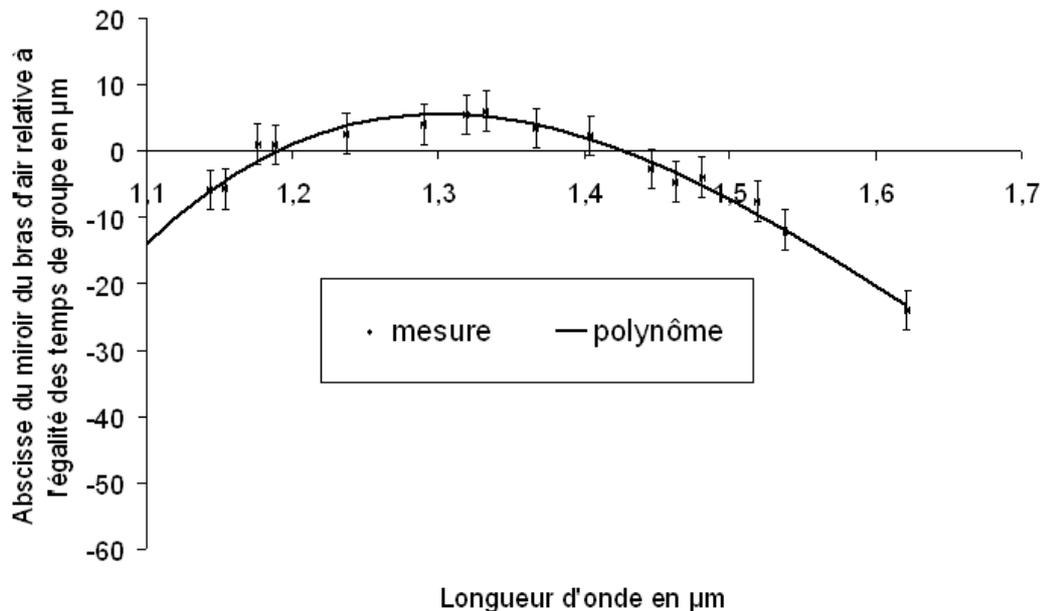


Figure III. 19: courbe représentative du polynôme d'ordre 3 interpolant par les points expérimentaux

On constate que, comme espéré, elle coupe toutes les barres d'erreur. Le changement de signe de la pente vers 1,3 μm , signalant une annulation de la dispersion autour de cette longueur d'onde est en accord avec nos attentes.

La dérivée du polynôme, conformément à la relation III.20, permet de déduire la dispersion chromatique pour tous les points de mesure. Elle est représentée à la figure III.20. Il faut noter ici que d'autres polynômes d'ordre 3, coupant toutes les barres d'erreur de la figure III.19 peuvent être trouvés. Cette non unicité du polynôme d'interpolation induit une incertitude sur la dispersion chromatique de la fibre. Pour évaluer celle-ci, nous avons fait varier les coefficients du polynôme en veillant à ce que la courbe représentative continue à couper toutes les barres d'erreur et nous avons déduit l'incertitude induite sur la dispersion chromatique. Celle-ci est évaluée à ± 3 ps/(km.nm). Sur la figure III.20, nous avons reporté la courbe de la variation spectrale de la dispersion chromatique obtenue à partir des indices effectifs calculés par la MEF, la courbe interpolant les points de mesure et enfin les barres d'incertitude de ± 3 ps/(km.nm) trouvés précédemment.

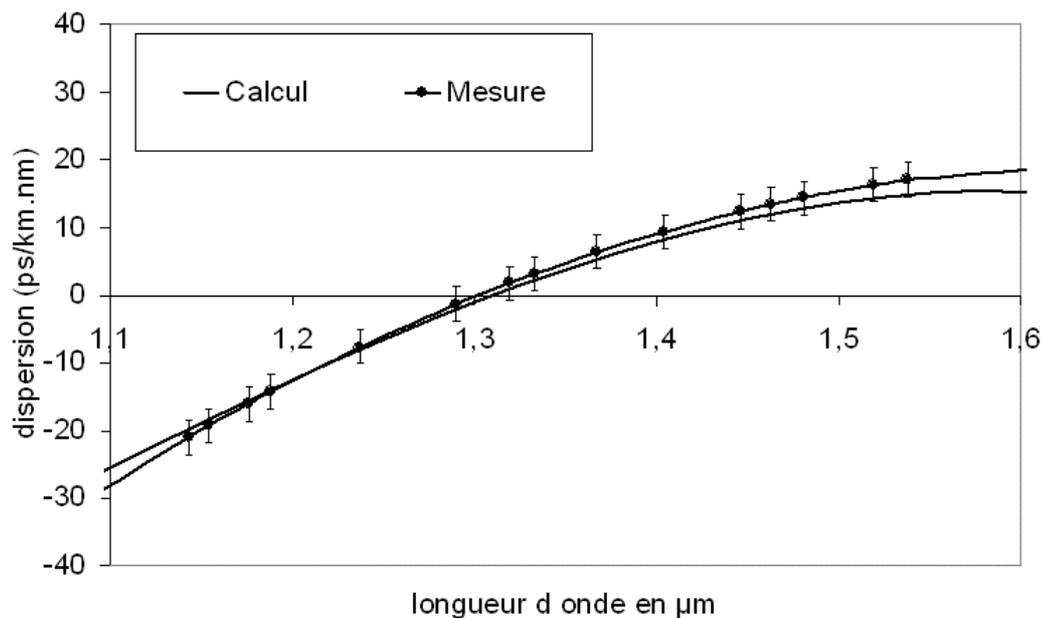


Figure III. 20: comparaison entre dispersions calculées et mesurées pour la fibre standard

On remarquera le très bon accord entre la mesure et le calcul, surtout dans le centre de la bande spectrale considérée. Par exemple, les mesures indiquent une annulation de la dispersion à 1305 nm et une dispersion de 17,4 ps/(nm.km), et le modèle prévoit une annulation à 1310 nm et une dispersion à 1550 nm égale à 17 ps/(nm.km) à 1550 nm (voir tableau III.2). Les écarts restant entre prévisions numériques et résultats de mesure peuvent être imputés aux paramètres géométriques de la fibre choisis pour faire les calculs et qui sont

fournis par le constructeur avec une incertitude à ne pas négliger. En effet, il est possible que l'ouverture numérique et le rayon du cœur du tronçon de fibre caractérisée sur le banc soient très légèrement différents des valeurs moyennes choisies pour faire les calculs.

Avant de présenter l'ensemble des mesures de dispersion chromatique que nous avons faites sur des fibres microstructurées et de commenter les résultats obtenus, nous allons évaluer la répétabilité des mesures dans le cas d'un exemple concret. Comme l'installation de fibres microstructurées dans le banc (injection de lumière dans le cœur, reprise du réglage de l'injection à cause léger déplacement provoqué lors du contact avec le miroir M_2 ...) est susceptible d'être plus délicate que celle d'une fibre standard, et comme ceci pourrait perturber la mesure, nous avons choisi de faire ce travail de répétabilité avec l'une des fibres microstructurées testées : la fibre 12_04.

IV.2 Répétabilité des mesures évaluée dans le cas de la caractérisation de FMAS RTI

Nous avons reproduit deux fois de suite une mesure de $z_{g_{\max}} = f(\lambda)$ lorsqu'un tronçon de fibre 12_04 (voir figure II.6 et tableau II.1), de longueur $L=2,6$ cm est installé dans le bras de fibre. Entre les deux mesures, le tronçon est retiré et tous les réglages sont recommencés. La mise en place du tronçon dans le bras de fibre avec le réglage de l'injection de la lumière d'un côté et la mise en position du miroir métallique M_2 de l'autre, est une étape déterminante et délicate du processus. Avant l'installation du miroir M_2 , on peut s'assurer que la lumière est correctement injectée du côté de la face d'entrée du tronçon en observant le champ proche imagé en sortie. Cependant il n'est pas rare qu'en amenant le miroir M_2 au contact de la face de sortie on provoque un léger décalage du tronçon qui détruit le réglage précédent. Celui-ci est alors refait, avec le miroir M_2 en place, de la manière décrite par la figure III.21.

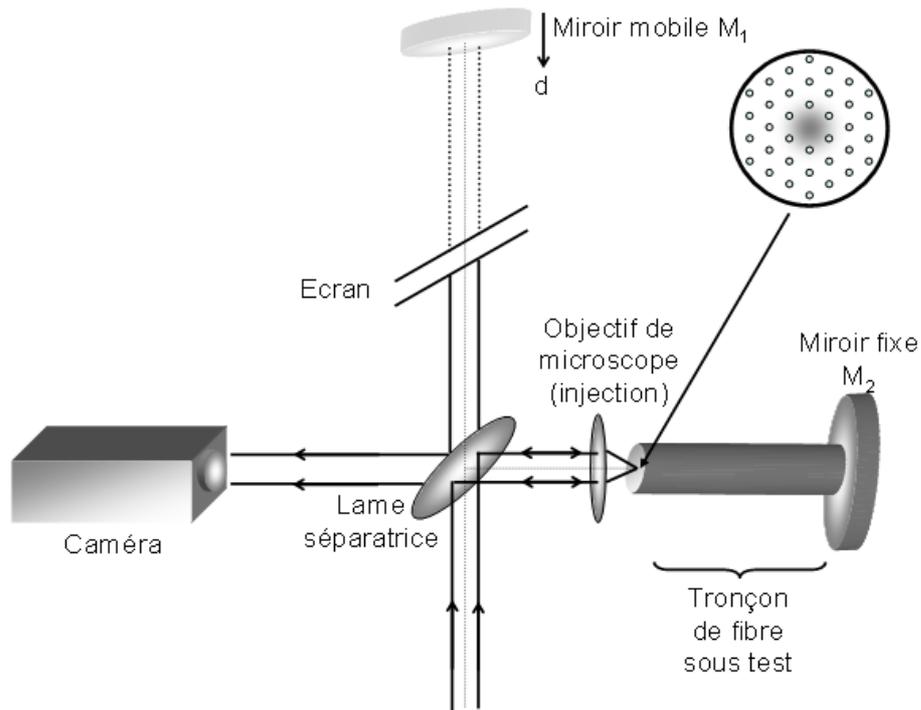


Figure III. 21 : contrôle de l'injection après mise en contact du miroir métallique du bras de fibre

On observe le faisceau réfléchi par la face d'entrée avec la caméra placée en face de la face d'entrée du tronçon, de l'autre côté de la lame séparatrice. Si le faisceau incident focalisé par l'objectif d'injection tombe dans un trou d'air, la réflexion de Fresnel est très faible. On cherche donc à observer un faisceau réfléchi plus intense, de forme régulière, indiquant que l'objectif focalise bien l'onde incidente sur la silice (4% de réflexion Fresnel), vers le centre du cœur.

Les abscisses du miroir $z_{g\max} = f(\lambda)$ relevées lors des deux séries de mesures sont reportées à la figure III.22.

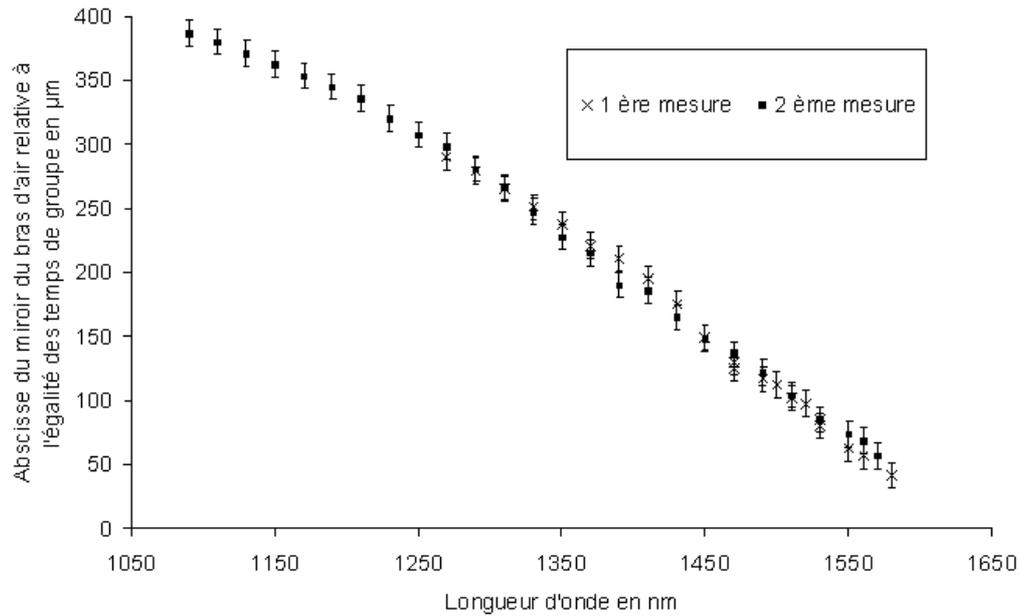


Figure III. 22: comparaison de deux mesures successives des abscisses du miroir du bras d'air relatives à l'égalité des temps de groupe pour un même tronçon de fibre 12_04

L'abscisse de référence $z_{g_{\max}}=0$ est prise à la longueur d'onde 1450 nm. Aux incertitudes de mesure près, on retrouve des résultats identiques pour les deux séries.

Bien qu'il aurait fallu réaliser un plus grand nombre de séries de mesures pour conclure de manière sûre, les résultats présentés à la figure III.22 nous permettent de penser que notre démarche expérimentale est suffisamment rigoureuse et que nos réglages sont suffisamment fiables pour produire des mesures répétables. Nous pouvons maintenant présenter et commenter les résultats de mesures effectuées sur des tronçons de différentes FMAS RTI.

IV.3 Mesure de dispersion chromatique de différentes FMAS RTI

Nous allons d'abord nous intéresser aux résultats de mesures effectuées sur des tronçons différents d'une même fibre pour évaluer une éventuelle sensibilité aux variations des paramètres géométriques le long de la fibre, très faibles mais difficilement évitables. Nous avons choisi de concentrer notre étude sur le cas de la fibre 12_04 déjà caractérisée pour s'assurer de la répétabilité des mesures. Nous présenterons ensuite les mesures effectuées sur deux autres fibres à petits cœur : fibre 11_04 et fibre H008. Enfin nous mesurerons la dispersion chromatique de la fibre 08_03 à grand pas. Nous discuterons les résultats obtenus pour toutes ces fibres et nous les comparerons aux résultats des simulations correspondantes.

Les propriétés géométriques des fibres testées sont rappelées dans le tableau III.3.

Nom	12_04	11_04	H008	08_03
Diamètre des trous Φ_{trous} (μm)	1.8	1.4	1.9	4.76
Pas Λ (μm)	2.26	2	2.3	10.1
Diamètre du cœur (μm)	2.5	2.6	1.5	15.44
Proportion d'air	0.8	0.7	0.83	0.47

Tableau III. 3: paramètres géométriques des fibres testées

IV.3.1 Dispersion chromatique dans deux tronçons de fibre 12_04

Nous avons mesuré la dispersion chromatique sur deux tronçons de fibre 12_04 prélevés sur la même bobine à quelques mètres de distance. Le premier tronçon, dont l'image MEB de la section droite est présentée à la figure III.23 (a), a déjà été caractérisé deux fois pour montrer la bonne répétabilité des mesures (figure III.22).

Nous montrons à la figure III.24 les abscisses $z_{g \max Fib}$ relatives à l'égalité des temps de groupe mesurées dans le second tronçon dont l'image MEB est rappelée à la figure III.23 (b).

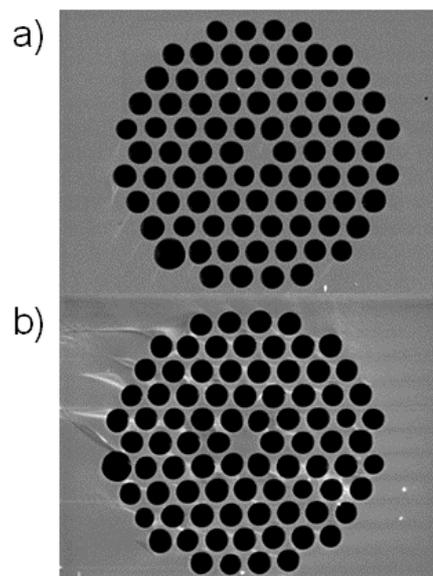


Figure III. 23 : images MEB des sections droites des deux tronçons de fibre 12_04 testés

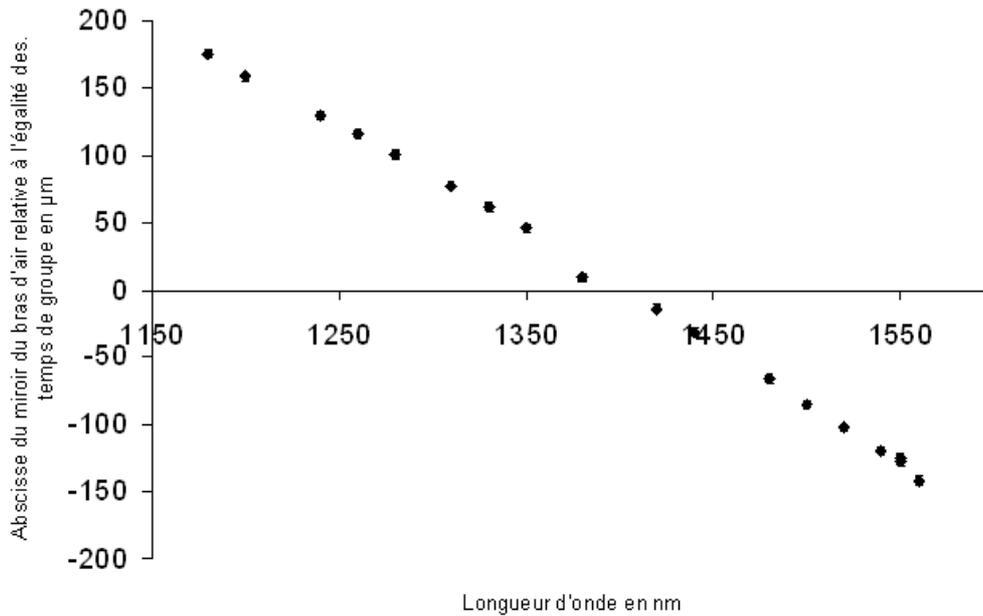


Figure III. 24: abscisse du miroir du bras d'air relative à l'égalité des temps de groupe pour le deuxième tronçon de la fibre 12_04

Nous rappelons que les réglages du banc de mesure sont effectués à 1530 nm. Le réglage d'injection dans la fibre sous test se dégrade au fur et à mesure que la longueur d'onde de travail s'éloigne de la longueur d'onde de réglage car l'objectif de microscope qui sert à l'injection n'est pas achromatique. Ceci provoque la diminution du contraste des interférogrammes. Aux courtes longueurs d'onde (vers 1180 nm), il devient trop faible pour que nous puissions déterminer le maximum. Aux grandes longueurs d'onde (au-delà de 1550 nm), la sensibilité de la photodiode devient insuffisante et les interférogrammes sont trop bruités pour être exploités.

La courbe de dispersion chromatique qui est déduite de la position du miroir montrée à la figure III.24 est présentée à la figure III.25. Nous reproduisons sur la même figure la courbe de dispersion mesurée avec le premier tronçon. Cette comparaison met en évidence des écarts très importants en terme de valeur de dispersion autour d'une longueur d'onde donnée comme en terme d'allure de l'évolution : sur la plage de mesure, la dispersion du premier tronçon croît de 70 à 110 ps/(km.nm) ($\lambda = 1400$ nm) avant de décroître à nouveau jusqu'à 80 ps/(km.nm) ($\lambda = 1600$ nm). La courbe du second tronçon est continûment croissante de 105 ps/(km.nm) à 130 ps/(km.nm) sur cette bande où elle semble amorcer une décroissance à partir de $\lambda = 1600$ nm.

L'écart entre les deux courbes relatives aux deux mesures du premier tronçon est respectivement égal à 3 ps/(km.nm) et 5 ps/(km.nm) pour $\lambda = 1170$ nm et $\lambda = 1570$ nm . Compte tenu des incertitudes de mesure, les deux courbes sont en bon accord.

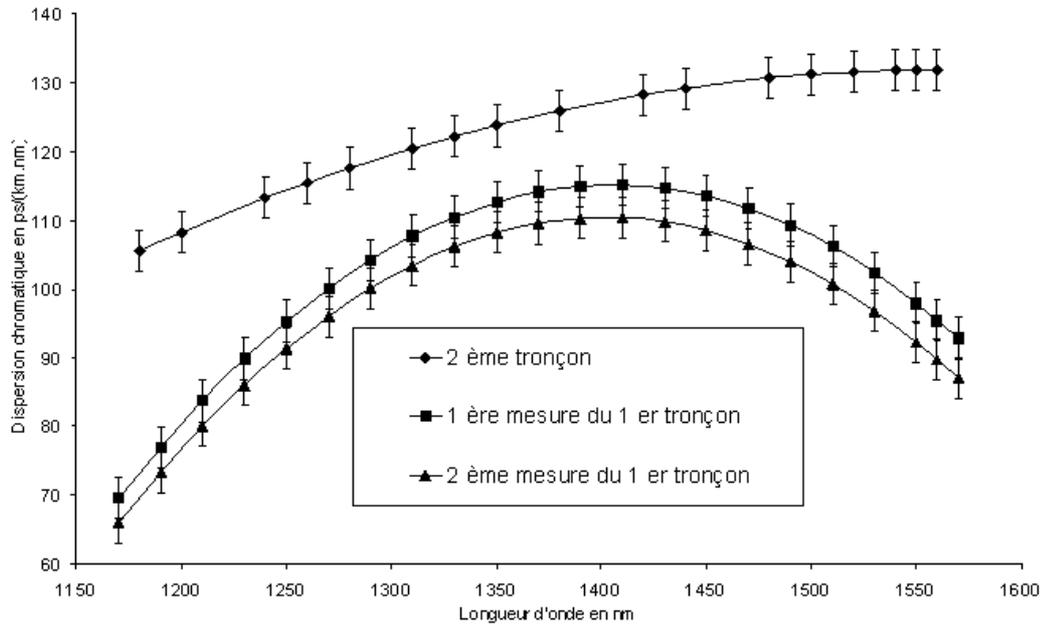


Figure III. 25 : courbes de dispersion chromatique pour la fibre 12_04

Si nous prolongeons ces courbes, la position spectrale du zéro de dispersion semble très différente pour les deux tronçons caractérisés. En effet, le zéro de dispersion devrait se situer vers 1030 nm pour le premier tronçon et autour de 700 nm pour le second. Pour les trois courbes, le zéro de dispersion est décalé vers les courtes longueurs d'onde par rapport au cas d'une fibre à saut d'indice standard.

Pour nous aider à analyser les causes de ce désaccord, nous avons calculé par la MEF, à partir des images MEB de la figure III.23, l'évolution spectrale des indices effectifs des deux modes de polarisation du mode fondamental guidé dans chacun des deux tronçons. Nous traçons à la figure III.26 la courbe de dispersion mesurée et de la dispersion calculée pour le premier tronçon. Nous effectuons le même travail pour le deuxième tronçon à la figure III.27.

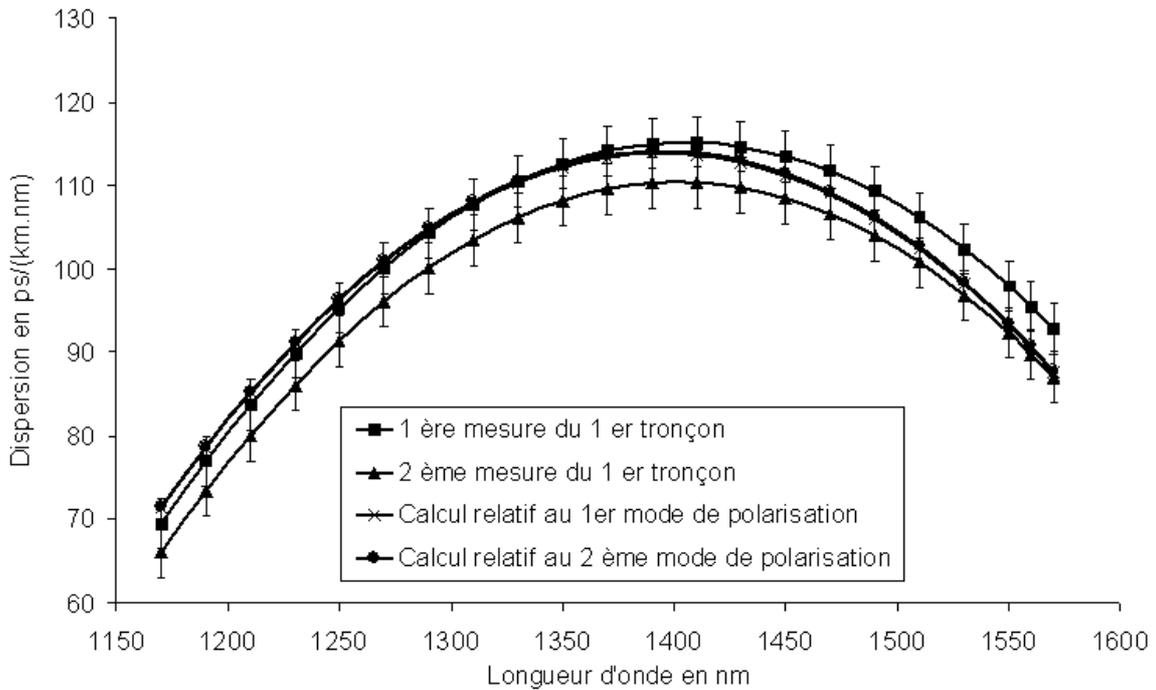


Figure III. 26 : Comparaison entre le calcul et la mesure pour le 1^{er} tronçon de la fibre 12_04

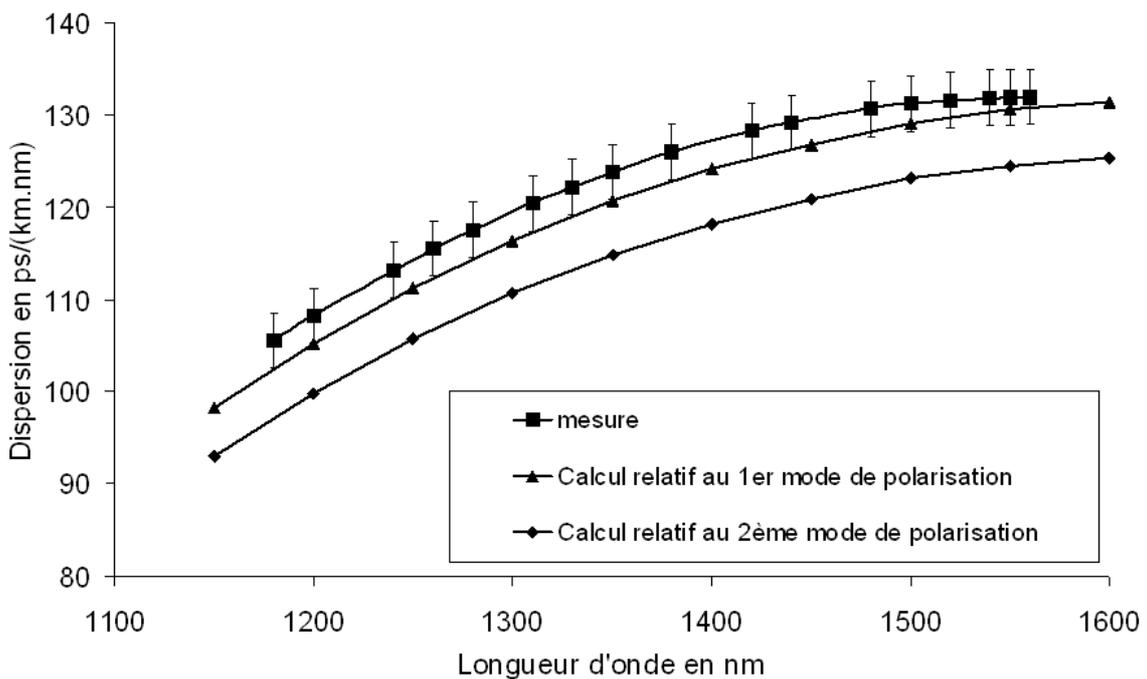


Figure III. 27: comparaison entre le calcul et la mesure pour le 2^{ème} tronçon de la fibre 12_04

IV.3.1.1 Comparaison calculs mesures pour le premier tronçon de la fibre 12_04

Le calcul de l'évolution spectrale des indices effectifs des deux modes de polarisation du mode fondamental pour le premier tronçon de la fibre 12_04 aboutit à la même courbe de dispersion. Au chapitre II, nous avons vu que la biréfringence de phase augmente lorsque la

longueur d'onde augmente. Autrement dit, les deux indices effectifs des deux modes de polarisation diffèrent de plus en plus lorsque la longueur d'onde augmente. Mais ceci n'est pas en contradiction avec le fait que les courbes de dispersion chromatique soient confondues pour les deux modes de polarisation. En effet, il suffit pour cela que la courbure de l'évolution spectrale des indices effectifs soit la même.

Les courbes théoriques sont au dessus des courbes expérimentales pour $\lambda < 1170$ nm puis ensuite s'intercalent entre les deux courbes expérimentales pour $\lambda > 1170$ nm. L'écart maximum entre une courbe calculée et la courbe de mesure correspondante est atteint vers $\lambda = 1300$ nm. Il est égal à 5 ps/(km.nm) (différence entre la courbe correspondant à la 1ère mesure et celle relative au calcul). Nous pouvons déduire que, compte tenu des barres d'incertitude, le calcul confirme les dispersions chromatiques mesurées sur toute la plage spectrale.

IV.3.1.2 Comparaison entre calculs et mesures pour le deuxième tronçon de la fibre 12_04

Pour le deuxième tronçon de la fibre 12_04, l'évolution spectrale des indices effectifs des deux modes de polarisation du mode fondamental trouvée par le calcul est différente. Nous avons représenté à la figure III.27 les deux courbes de dispersion qui en sont déduites. Cette figure montre que contrairement au cas du premier tronçon il existe une différence notable entre ces deux courbes. Elle est approximativement égale à 5 ps/(km.nm) sur toute la bande spectrale d'étude.

La courbe de dispersion mesurée se rapporte à un seul mode de polarisation sélectionné par un polariseur en entrée de montage. L'écart maximum entre la courbe de mesure et celle relative au premier mode de polarisation est de 3 ps/(km.nm) à $\lambda = 1180$ nm. Il n'est que de 0,5 ps/(km.nm) à 1560 nm. Les écarts beaucoup plus importants (respectivement égaux à 7 ps/(km.nm) et 4 ps/(km.nm)) entre la courbe de mesure et celle relative au deuxième mode de polarisation montrent que la courbe mesurée est relative au premier mode de polarisation.

L'observation des images MEB des faces des deux tronçons de fibre 12_04 prélevés à quelques mètres de distance sur la même bobine, ne fait pas apparaître de différence notable surtout au niveau de la première couronne de trous. Nous avons souligné au chapitre II l'influence de la géométrie de la première couronne sur la biréfringence et nous avons montré que des défauts de taille submicrométrique voire nanométrique modifient de manière significative l'évolution spectrale des indices effectifs des deux modes de polarisation du

mode fondamental d'une FMAS RTI à petit cœur. A la suite de notre étude, il apparaît qu'il en est de même pour la dispersion chromatique qui est proportionnelle à la dérivée seconde de l'indice effectif par rapport à la longueur d'onde. A cause des petites fluctuations inévitables des paramètres géométriques de la section droite lors de la fabrication, la dispersion chromatique ainsi que la différence entre les courbes de dispersion des deux modes de polarisation peuvent varier significativement en fonction du tronçon considéré.

IV.3.2 Dispersion chromatique de la fibre H008

Comme pour la fibre 12_04, nous relevons la position du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe, en fonction de la longueur d'onde (figure III.28).

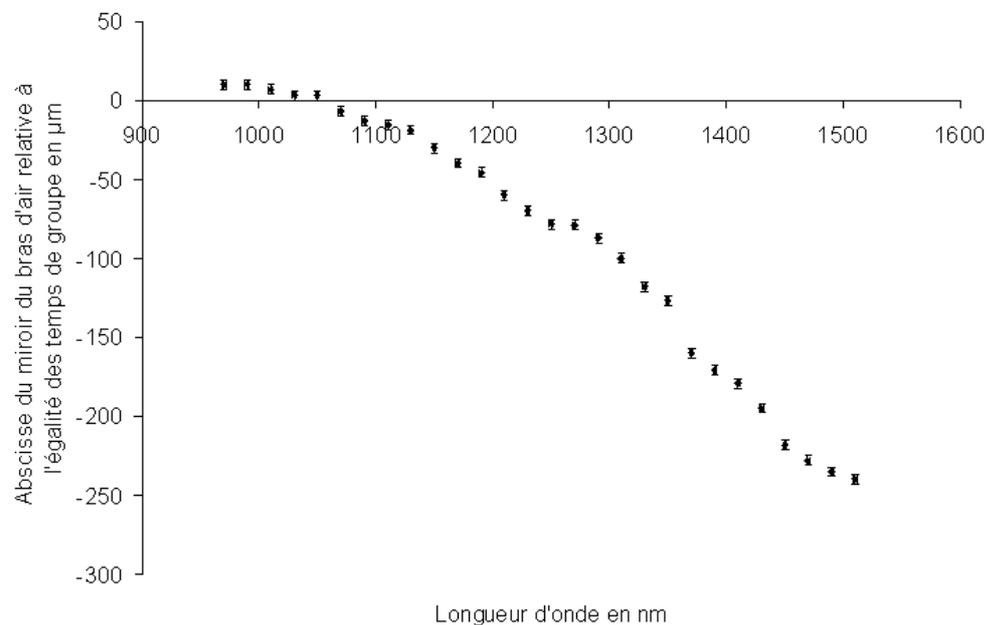


Figure III. 28: abscisse du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe pour la fibre H008

Comme d'habitude, nous déduisons la dispersion chromatique de la fibre H008 (figure III.29) de l'évolution spectrale des abscisses du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe présenté à la figure III.28.

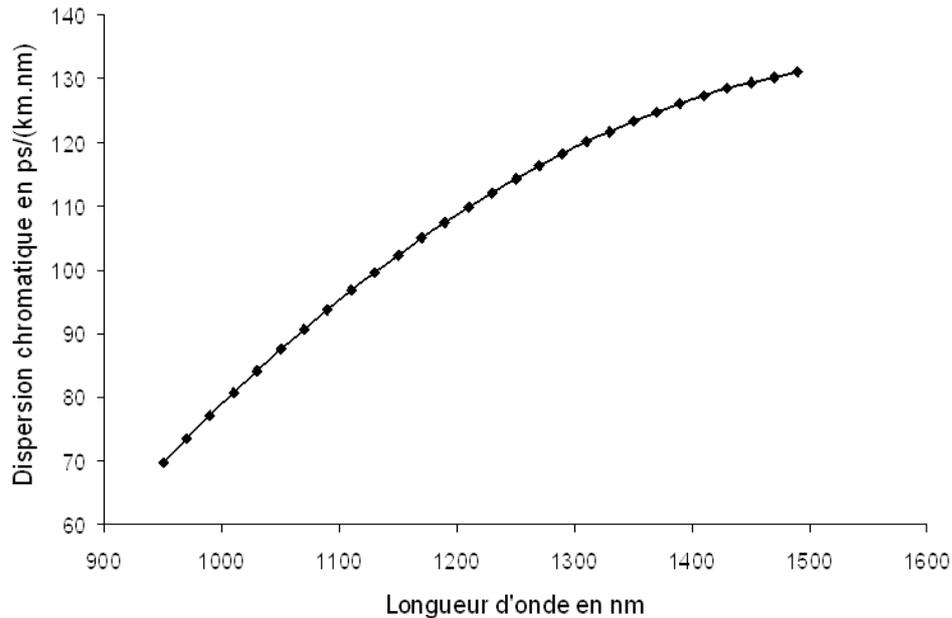


Figure III. 29 : courbe de dispersion chromatique pour la fibre H008

La courbe entre 950 nm et 1490 nm a la même allure que celle trouvée pour les fibres précédentes : la dispersion est toujours positive sur la bande considérée, croissante de 70 ps/(km.nm) à 950 nm jusqu'à 131 ps/(km.nm) à 1490 nm, avec une pente de moins en moins forte (1,9 ps/(km.nm²) à 950 nm et 3,8 ps/(km.nm²) à 1490 nm).

L'extrapolation de cette courbe vers les basses longueurs d'onde permet de localiser le zéro de dispersion vers 700 nm.

Nous comparons les valeurs de la dispersion mesurées avec les résultats des calculs basés sur la section droite parfaite (c'est-à-dire avec des diamètres de trous et des pas constants). Ce dernier calcul a été mené sur trois géométries différentes pour essayer d'évaluer l'influence des paramètres géométriques de la fibre (d et Λ) sur la dispersion [87]. Nous superposons à ces courbes celles issues des calculs basés sur la section réelle de la fibre. Ces résultats sont montrés sur la figure III.30.

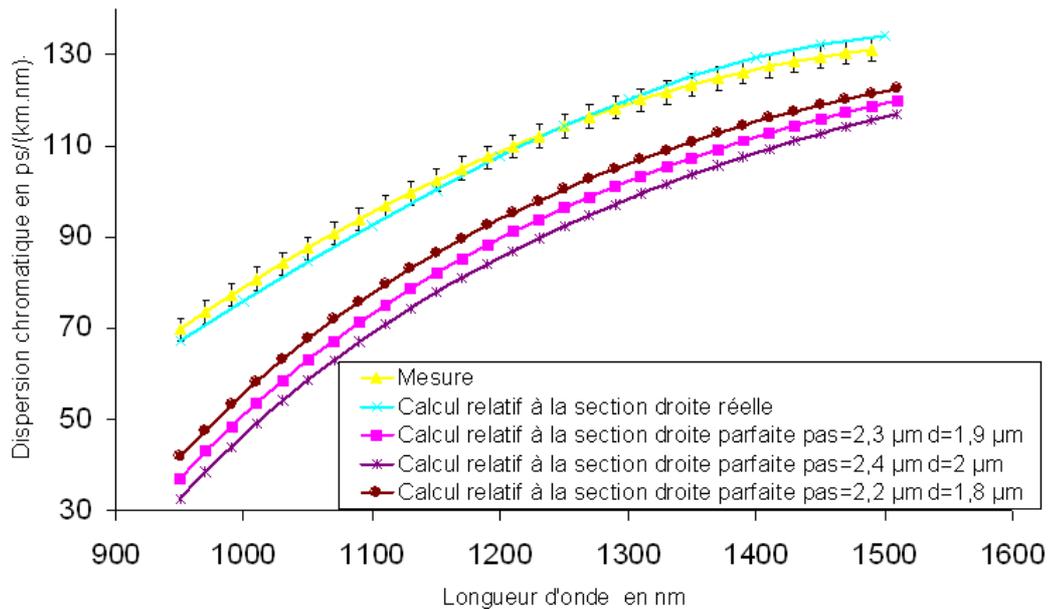


Figure III. 30 : comparaison entre les courbes de dispersion chromatique mesurées et calculées pour la fibre H008

Les courbes correspondant aux calculs relatifs à la section droite parfaite ont les mêmes allures. L'écart entre ces courbes, quasiment constant en fonction de la longueur d'onde, reste faible comme nous pouvons le constater sur la figure III.30.

En ce qui concerne la courbe de dispersion relative à la section droite réelle, son allure ainsi que ses valeurs sont comparables à celles de la mesure. L'écart maximum entre la courbe de mesure et celle qui correspond au calcul basé sur la section droite réelle est égal à 3 ps/(km.nm) pour $\lambda = 1490$ nm.

Comme pour le premier tronçon de la fibre 12_04, le calcul de l'évolution spectrale des indices effectifs des deux modes de polarisation du mode fondamental aboutit à la même courbe de dispersion chromatique alors que les valeurs d'indice effectif des deux modes de polarisation sont différentes (voir l'évolution de la biréfringence de phase de la fibre H008 au chapitre III). Pour ne pas surcharger le réseau de courbes de la figure III.30, nous n'avons représenté que la courbe de dispersion chromatique d'un des deux modes de polarisation.

On constate qu'il existe un décalage important entre les dispersions calculées à partir des sections droites parfaites et celles relatives à la section droite réelle (mesure ou calcul). En effet, il est approximativement égal à 30 ps/(km.nm) à son maximum à 950 nm et il décroît légèrement sur toute la plage jusqu'à 1500 nm où il est encore égal à 25 ps/(km.nm).

Une telle différence est difficile à expliquer. Il semble encore une fois que les petites irrégularités de la structure réelle affectent fortement les champs guidés, donc leurs indices

effectifs ainsi que l'évolution spectrale de ces derniers. En tout cas cette comparaison démontre à l'évidence que le calcul de la dispersion chromatique des FMAS RTI à partir de sections droites supposées parfaites donne des résultats très approximatifs et que seul la prise en compte de la section droite réelle permet une prévision fiable. Autrement dit, lorsqu'une FMAS RTI est conçue pour répondre à un cahier des charges précis en terme de dispersion (valeur à une longueur d'onde donnée, longueur d'onde d'annulation, etc...), il faut que la fabrication aboutisse à la fourniture d'une fibre ayant rigoureusement les caractéristiques géométriques attendues, sans défaut, sous peine que le cahier des charges ne soit pas respecté. Ceci montre combien il est important que les procédés de fabrication soient parfaitement maîtrisés par les technologues.

IV.3.3 Dispersion chromatique de la fibre 11_04

Pour la fibre 11_04, la position du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe, en fonction de la longueur d'onde, est montrée à la figure III.31.

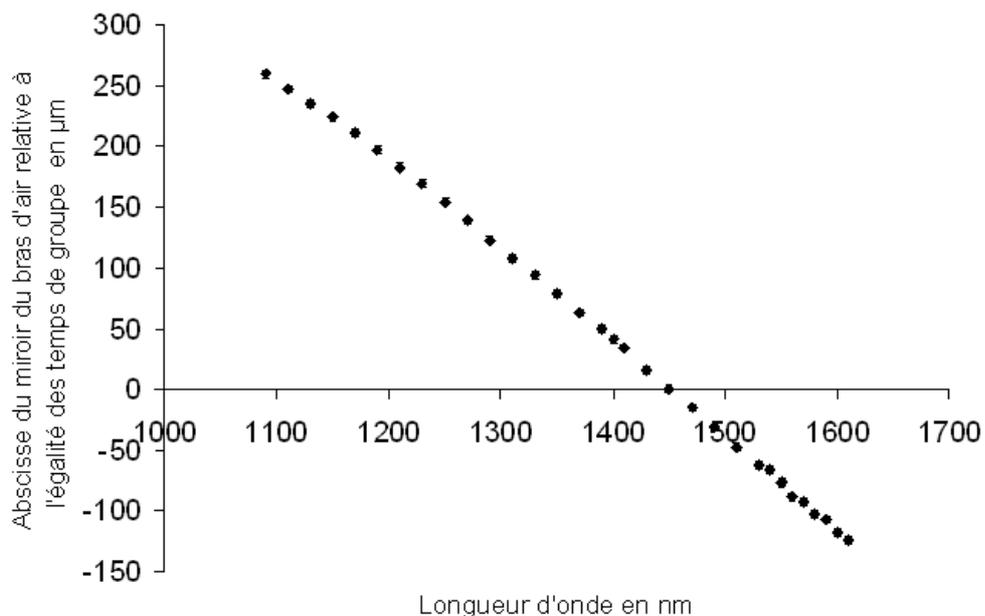


Figure III. 31 : abscisse du miroir du bras d'air à l'égalité des temps de groupe pour la fibre 11_04

D'après la figure III.31, nous déduisons comme pour les fibres précédentes la courbe de la dispersion chromatique mesurée. Nous superposons à cette dernière la courbe calculée à partir de la section droite réelle de la fibre 11_04 pour les deux modes de polarisation du mode fondamental. Ces résultats sont reportés sur la figure III.32.

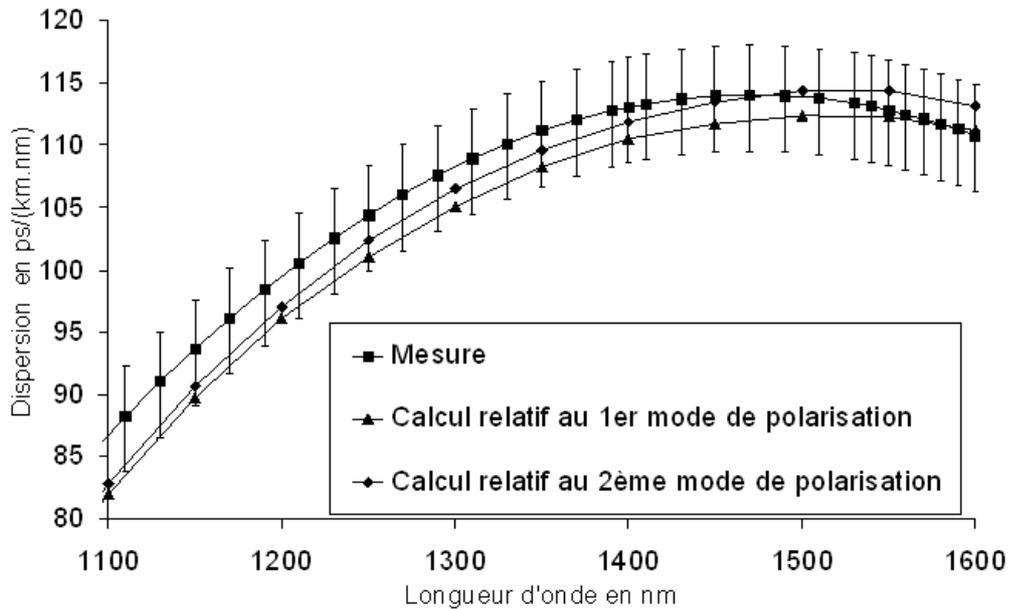


Figure III. 32: comparaison entre la courbe de dispersion chromatique mesurée et celles calculées pour la fibre 11_04

La courbe de la dispersion mesurée est croissante jusqu'à 1490 nm puis décroît légèrement au delà. Les variations de la dispersion sont faibles entre 1400 nm et 1600 nm (3 ps/(km.nm)). Même si la dispersion apparaît relativement plate sur cette plage de 200 nm, des variations plus faibles sur des plages spectrales plus larges ont déjà été obtenues. Par exemple, dans la référence [49] une variation de la dispersion chromatique inférieure à 1 ps/(km.nm) sur une largeur spectrale de plus de 500 nm a été rapportée.

A partir de l'allure de la courbe de dispersion mesurée, nous estimons que le zéro de dispersion se situe vers 800 nm.

Le maximum des courbes de dispersion calculées de la figure III.32 se situe aux alentours de $\lambda = 1500$ nm pour les deux modes de polarisation. L'écart entre ces deux courbes est de 1 ps/(km.nm) pour $\lambda = 1100$ nm puis augmente pour atteindre 3 ps/(km.nm) pour $\lambda = 1600$ nm. Elles ont la même allure que la courbe mesurée et, en tenant compte des incertitudes des points de mesure, les trois courbes montrées à la figure III.32 sont en bon accord. Les dispersions chromatiques mesurée et calculée pour le deuxième mode de polarisation sont égales à $\lambda = 1550$ nm (112 ps/(km.nm)). Cependant il existe un faible écart entre le calcul et la mesure aux longueurs d'onde inférieures, qui s'accroît au fur et à mesure que la longueur d'onde diminue. La différence maximum entre la courbe issue de la mesure et celle relative au deuxième mode de polarisation relevée à $\lambda = 1100$ nm est égale à 3 ps/(km.nm).

IV.3.4 Dispersion chromatique de la fibre 08_03

L'abscisse de la position du miroir permettant d'obtenir l'équilibre des temps de groupe est tracée en fonction de la longueur d'onde sur la figure III.33.

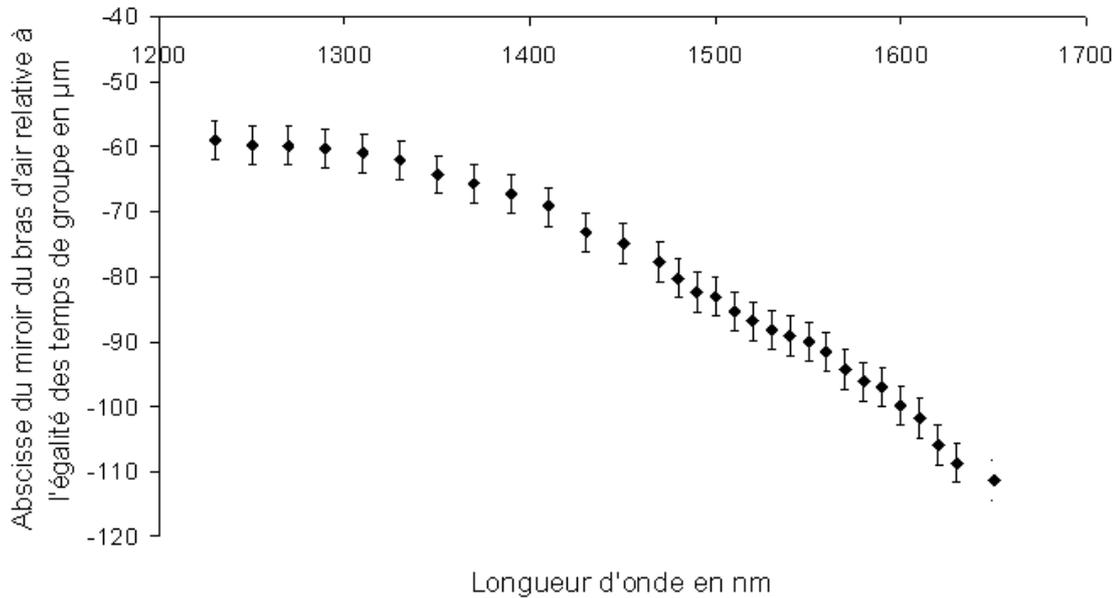


Figure III. 33 : abscisse du miroir du bras d'air relative à l'égalité des temps de groupe pour la fibre 08_03

La courbe de dispersion expérimentale déduite de la dérivée de $z_{g\max Fib}$ en fonction de la longueur d'onde est présentée à la figure III.34. Nous reportons aussi sur la même figure le résultat de la mesure obtenu par la méthode OLCR par le groupe d'Yves Jaouen à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST) de Paris. Enfin nous complétons cette figure avec la dispersion calculée de la fibre réelle (utilisation de l'image MEB de la section droite de cette fibre) calculée par la méthode habituelle.

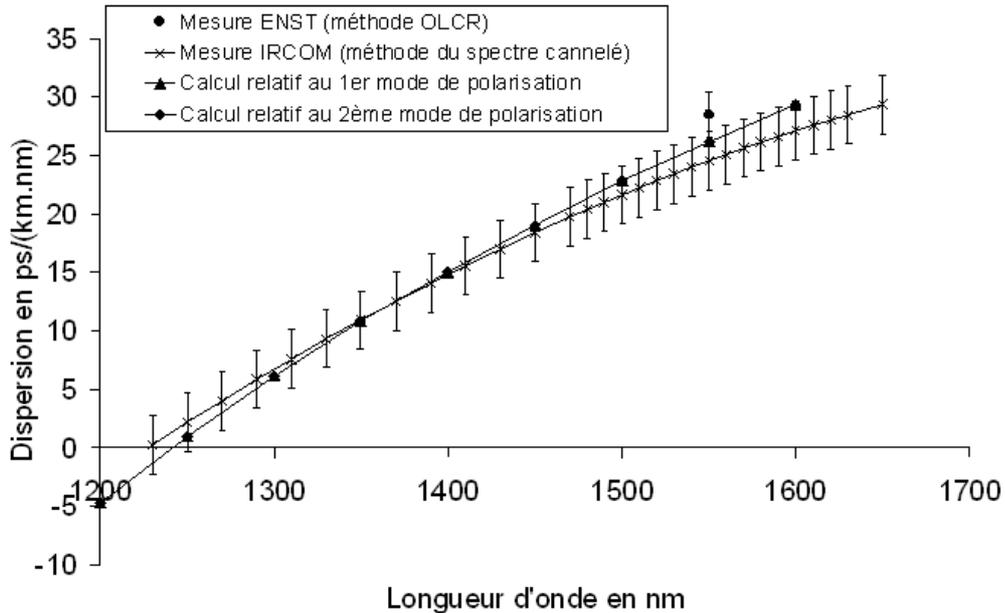


Figure III. 34 : comparaison entre la courbe de dispersion chromatique mesurée et celles calculées pour la fibre 08_03

Nous constatons que les courbes calculées pour les deux modes de polarisation orthogonaux sont confondues. Ceci est logique si l'on se souvient que cette fibre présente une biréfringence de phase très faible autour de 1538 nm ($B_\phi = 1,7e-6$), c'est-à-dire que les deux modes de polarisation ont des indices effectifs très proches à cette longueur d'onde. Comme la biréfringence augmente avec la longueur d'onde, elle est inférieure à $1,7e-6$ pour $\lambda < 1538$ nm. Alors les courbes des indices effectifs des deux modes demeurent quasi confondues sur toute la plage spectrale considérée et il en découle que ces deux modes ont des dispersions chromatiques quasi identiques.

A la longueur d'onde de 1550 nm, les calculs indiquent que la dispersion chromatique des deux polarisations est de 26 ps/(km.nm) tandis que nous trouvons 25 ps/(km.nm) par la méthode du spectre cannelé et que la méthode OLCR donne un résultat 28 ps/(km.nm). Compte tenu des incertitudes liées aux mesures et déjà discutées plus haut, on peut conclure à un excellent accord entre toutes les évaluations effectuées.

A 1550 nm, la valeur trouvée (≈ 26 ps/(km.nm)) est sensiblement plus forte que pour les fibres classiques (≈ 17 ps/(km.nm)). La longueur d'onde d'annulation de la dispersion de la fibre 08_03 se situe aux alentours de 1230 nm. Le décalage vers les courtes longueurs d'onde est beaucoup plus faible que pour les FMAS RTI à petit cœur et à forte proportion d'air ce qui est en bon accord avec les prévisions, comme nous allons le voir dans la comparaison suivante.

IV.3.5 Comparaison des dispersions des différentes fibres

Nous superposons sur le graphe III.35 les différentes courbes de dispersion mesurées pour les différentes fibres testées. En ce qui concerne la fibre 12_04, nous reportons la mesure relative au deuxième tronçon. Nous indiquons dans le tableau III.4 la position du zéro de dispersion que nous avons estimée pour chacune d'elles, en regard de leurs caractéristiques géométriques.

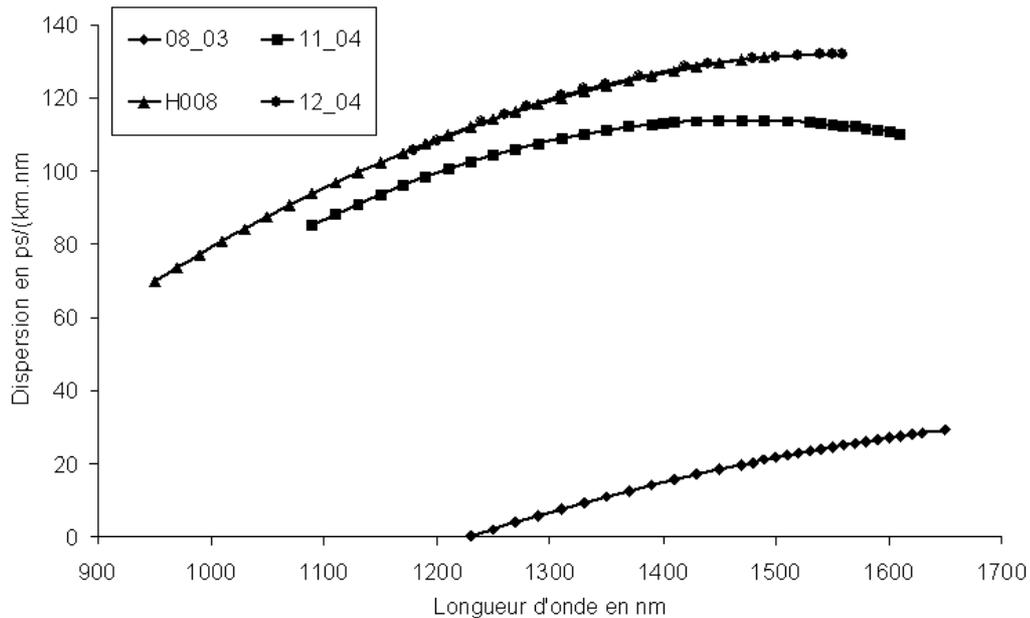


Figure III. 35 : superposition des quatre courbes de dispersion mesurées

Les courbes de dispersion de la fibre H008 (fabriquée à Alcatel) et de la fibre 12_04 (fabriquée à l'IRCOM) sont confondues. Ce résultat est fortuit car, même si ces deux fibres ont des paramètres géométriques proches (voir tableau III.4), nous avons vu précédemment que de très faibles variations de ces paramètres suffisent pour provoquer de grands changements des courbes de dispersion.

Nom	d (µm)	Λ (µm)	Proportion d'air	$\lambda_{\text{zéro De Dispersion}}$ (nm)
08_03	4,76	10,1	0,47	1230
11_04	1,4	2	0,7	800
12_04	1,8	2,26	0,8	700
H008	1,9	2,3	0,83	700

Tableau III. 4 : position du zéro de dispersion des fibres testées

On constate aussi sur la figure III.35 que si les fibres 11_04, 12_04 et H008 (fibres à petit cœur) ont des courbes de dispersion proches, il existe une différence très significative avec la courbe de la fibre à grand pas (08_03). En particulier, le zéro de dispersion pour les

trois fibres à petit cœur se situe entre 700 et 800 nm alors qu'il se trouve à une longueur d'onde beaucoup plus grande (1230 nm) pour la fibre 08_03.

Les données du tableau III.4 confirment que le décalage du zéro de dispersion vers les courtes longueurs d'onde est d'autant plus prononcé que la proportion d'air dans la gaine est forte.

Les fibres à petit cœur et forte proportion d'air sont parfaitement indiquées pour les applications nécessitant le développement d'effets non linéaires intenses car les densités de puissance guidées dans le cœur sont élevées et le zéro de dispersion peut se situer en dessous de la longueur d'onde de pompage (1064 nm et 800 nm en particulier) pour permettre de travailler en régime de dispersion anormale, ce qui n'est pas possible avec des fibres conventionnelles.

Dans le cas particulier de la génération de continuum dans une FMAS RTI soumise à un pompage à deux longueurs d'onde provenant d'une même source laser (1064 nm et 532 nm typiquement), la longueur d'onde d'annulation de la dispersion doit se situer entre les deux longueurs d'onde de pompe pour qu'un continuum large et brillant puisse être engendré [85]. Les trois fibres à petit cœur que nous avons caractérisées remplissent donc cette condition.

V Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté plusieurs méthodes permettant de mesurer la dispersion chromatique des fibres optiques. Parmi celles-ci, nous avons choisi celle qui répondait à l'exigence d'une mesure sur une large bande et qui était la mieux adaptée aux FMAS RTI : il s'agit d'une variante de la méthode interférométrique du spectre cannelé.

La précision spectrale et la résolution du banc de mesure que nous avons adapté sont respectivement égales à 3 nm et 25 nm. Les valeurs de dispersion chromatique sont déterminés à ± 3 ps/(km.nm) près. Nous avons validé ce banc en mesurant avec une bonne précision la dispersion connue d'une fibre respectant la norme ITU G652. La courbe de dispersion, calculée à partir des indices effectifs fournis par un logiciel basé sur la MEF est aussi en accord avec les données du fabricant.

Nous avons ensuite mesuré la dispersion de différentes FMAS RTI. La première expérience avait pour but de tester la répétabilité des résultats fournis par le banc en réalisant deux mesures successives sur un même échantillon de fibre 12_04. Un bon accord a été trouvé entre les deux séries de mesure. Par la suite, la détermination de la dispersion d'un

second tronçon de la même fibre (12_04) prélevé sur la même bobine que le premier à quelques mètres de celui-ci a montré des résultats très différents. Ceci prouve la forte influence de très faibles variations des paramètres géométriques sur la dispersion.

Pour confirmer cette conclusion nous avons calculé la dispersion de différentes FMAS RTI exemptes de défauts géométriques, avec des paramètres géométriques très proches de ceux de la fibre H008 réelle. Nous avons comparé les courbes de dispersion obtenues avec celle que nous avons calculée en utilisant l'image MEB de la fibre H008 réelle. Nous avons constaté un large écart entre la première série de courbes et celle relative à la fibre réelle. Cette dernière est en revanche en bon accord avec la courbe issue de la mesure. Une autre mesure effectuée à l'ENST Paris avec la technique de l'OLCR produit aussi un résultat concordant. Nos travaux montrent donc qu'il est hasardeux d'essayer de prévoir la dispersion chromatique d'une FMAS RTI par le calcul, si l'on ne s'appuie pas sur la section droite réelle de cette fibre. Nos mesures ont aussi confirmé que le décalage du zéro de dispersion des FMAS RTI vers les courtes longueurs d'onde est d'autant plus net que le cœur est petit et que la fraction d'air dans la gaine est forte. Cette propriété est d'un intérêt majeur pour les applications en optique non linéaires.

*Chapitre IV : détermination de la longueur
d'onde de coupure du deuxième mode*

I Introduction

On sait que les FMAS RTI dans lesquelles la condition $d/\Lambda < 0,35$ est respectée demeurent monomodes quelle que soit la longueur d'onde. Mais nous avons déjà indiqué que, pour de nombreuses applications (en particulier celles nécessitant une annulation de la dispersion aux courtes longueurs d'onde), on doit concevoir et fabriquer des FMAS RTI avec un rapport d/Λ sensiblement plus grand que 0,35. C'est le cas des fibres que nous caractérisons. Dans ces fibres, il existe donc une longueur d'onde de coupure pour le deuxième mode, appelée classiquement λ_c , qui représente la limite basse du domaine spectral de fonctionnement monomode de la fibre. Identifier λ_c par une mesure reproductible et fiable dans les FMAS RTI constitue un travail de caractérisation indispensable de ces fibres.

Comme la coupure d'un mode intervient de manière progressive sur une bande spectrale donnée (le mode passe de l'état guidé à l'état guidé à fuite puis à l'état évanescent à mesure que la longueur d'onde augmente), on ne peut déterminer λ_c qu'au regard de l'application d'un critère arbitraire. Comme nous le verrons plus loin, dans la norme ITU G650 dédiée à la détermination de λ_c dans les fibres classiques, on considère un tronçon de fibre de deux mètres dans lequel les modes LP_{01} et LP_{11} sont excités équitablement. λ_c est la longueur d'onde pour laquelle le deuxième mode ne porte plus que 2,25% de la puissance en sortie de tronçon non courbé [88]. Pour déterminer λ_c dans les FMAS RTI, il faut soit utiliser le même critère que dans la norme ITU G650 soit en établir un autre et, dans tous les cas de figure il faut disposer d'une méthode expérimentale permettant de repérer la longueur d'onde λ_c pour laquelle le critère est vérifié.

Nous avons déjà indiqué dans le chapitre I que si différents travaux ont été menés pour calculer λ_c dans les FMAS RTI, peu de mesures ont été proposées. Nous n'avons relevé que la technique du champ proche et la technique basée sur l'observation de l'évolution spectrale des pertes différentielles entre deux tronçons de longueurs différentes. Ces deux méthodes paraissent assez imprécises car aucune d'elle ne permet d'évaluer le poids du deuxième mode en sortie de tronçon caractérisé.

Dans ce chapitre, nous allons rapidement passer en revue quelques méthodes existantes pour déterminer λ_c dans les fibres classiques et nous discuterons de leur éventuelle application aux FMAS RTI.

Dans un deuxième temps nous rappellerons le principe d'une méthode de mesure de λ_c , imaginée à l'IRCOM il y a quelques années, basée sur une analyse azimutale du champ lointain. Nous montrerons comment cette méthode peut être adaptée au cas des FMAS RTI. Un code numérique, développé pour simuler l'expérience, sera décrit. Grâce à lui, nous montrerons comment le critère de décision de la norme ITU G650 se traduit dans cette méthode. Nous l'utiliserons ensuite pour établir un critère de décision équivalent dans le cas des FMAS RTI. Enfin différents résultats de mesures de λ_c dans ces FMAS RTI seront présentés et commentés.

II Méthodes existantes pour la mesure de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode dans les fibres classiques

Nous avons déjà évoqué au chapitre I la méthode qui consiste à étudier le profil du champ proche en sortie de fibre. Pour des fibres conventionnelles, la distribution d'intensité en champ du mode fondamental a un profil gaussien tandis que celle du second mode possède une ligne noire centrale. Donc, en régime monomode, le profil du champ proche observé a une allure gaussienne. Dès lors que le second mode est guidé, la superposition incohérente des deux modes fait apparaître un "creux" au centre du profil d'intensité observé. Le principe de la méthode est relativement simple mais il n'existe pas de critère de décision quantitatif délimitant les domaines monomode et multimode. L'appréciation reste qualitative et la détermination qui en découle est alors peu précise [89] [90].

La méthode employée par C. A. Millar est basée sur la mesure en fonction de la longueur d'onde de la largeur à $1/e$ du profil d'intensité lumineuse émergeant de la fibre sous test [91]. Un résultat de cette mesure est présenté sur la figure IV.I.

Lorsque la longueur d'onde approche par valeur inférieure λ_c , le second mode guidé s'étale de plus en plus dans la gaine. La largeur à $1/e$ du profil d'intensité, notée $l_{1/e}$, augmente. A la coupure, le second mode fuit dans la gaine et seul le mode fondamental reste guidé et confiné dans le cœur. On observe alors une chute brutale de $l_{1/e}$. Enfin au-delà de λ_c , l'extension du mode fondamental augmente à mesure que la longueur d'onde augmente et $l_{1/e}$ augmente à nouveau. On choisit λ_c arbitrairement comme étant la longueur d'onde à laquelle

$l_{1/e}$ atteint son minimum. Cette méthode suppose que la longueur de cohérence de la source (monochromateur et lampe halogène) soit suffisamment courte pour que les deux modes n'interfèrent pas.

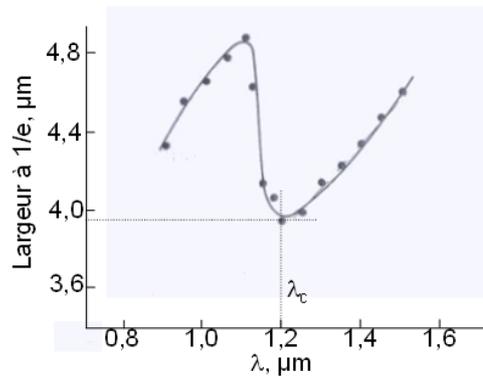


Figure IV. 1 : détermination de λ_c par l'observation de la variation de la largeur à $1/e$ du profil d'intensité lumineuse en sortie de fibre

Cette méthode suppose aussi que le profil du mode fondamental soit gaussien ce qui n'est pas le cas dans une FMAS RTI. Cette technique est écartée.

La méthode de KATO et al. [92] permet de mesurer λ_c à partir de l'observation de la réponse de la fibre à des impulsions brèves (impulsions nanosecondes ou plus courtes). En régime bi-mode, deux pics, correspondant à la transmission de l'impulsion par chacun des deux modes, sont observés. Lorsque la fibre est suffisamment courbée pour faire fuir le second mode, seulement un pic relatif au mode fondamental est détecté. A une longueur d'onde λ donnée, si l'impulsion de sortie obtenue est identique avec et sans courbure, alors la fibre fonctionne en régime monomode et $\lambda_c < \lambda$. Ce procédé présente l'avantage de fournir aussi une mesure du retard différentiel entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur mais il nécessite une grande longueur de fibre afin de séparer les impulsions correctement. Cette méthode pourrait être applicable dans le cas des FMAS RTI mais son inconvénient évident est qu'elle nécessite de disposer d'une batterie de sources lasers brèves à différentes longueurs d'onde, ou d'une telle source laser accordable sur une large plage spectrale.

Dans le cas de certaines FMAS RTI présentant des pertes linéiques fortes, cette méthode n'est pas indiquée à cause de la grande longueur de fibre nécessaire.

La méthode normalisée de mesure de λ_c dans les fibres standard (norme ITU G650) est basée sur la mesure de la perte différentielle induite dans la fibre sous test par une courbure de rayon donné [93]. Elle exploite le fait que, sous l'effet de la courbure, le deuxième mode fuit dans la gaine à une longueur d'onde plus courte que lorsque le tronçon de

fibres sous test reste rectiligne. On réalise deux mesures successives de la puissance transmise par un tronçon sous test, de longueur normalisée égale à deux mètres, en fonction de la longueur d'onde. Lors de la première mesure (notée $P_1(\lambda)$), le rayon de courbure de la fibre est égal à 140 mm tandis que lors de la deuxième (notée $P_2(\lambda)$), il vaut 30 mm. La figure IV.2 illustre l'allure des puissances correspondant aux deux mesures et ainsi que leur différence.

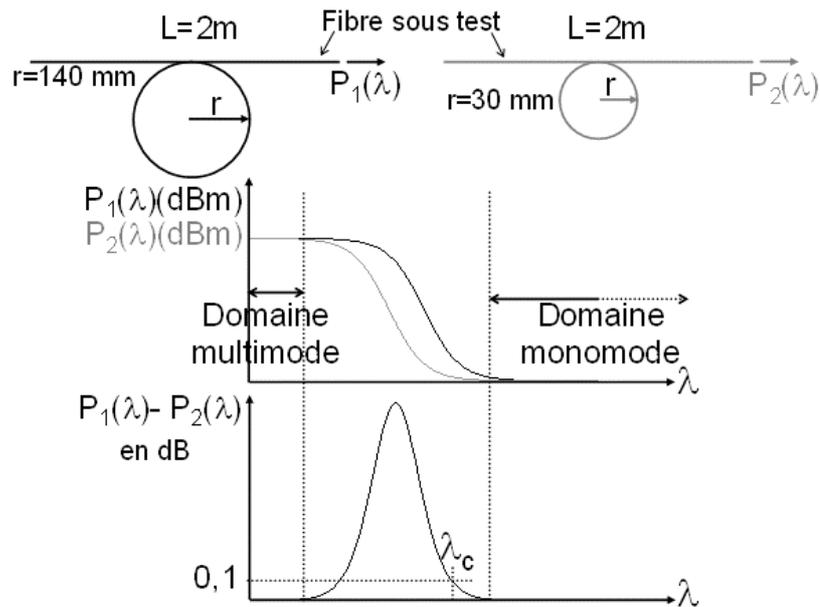


Figure IV. 2 : méthode normalisée pour mesurer λ_c dans les fibres standard

Dans le domaine spectral près de λ_c où la fuite du deuxième mode est influencée par la courbure, la différence $P_1(\lambda) - P_2(\lambda)$ devient non nulle et sa représentation en fonction de la longueur d'onde prend l'allure d'une courbe en cloche comme montré à la figure IV.2. Dans la norme ITU G650, il est décidé arbitrairement que λ_c est la longueur d'onde pour laquelle cette différence atteint 0,1 dB du côté des grandes longueurs d'onde.

Cette méthode fait l'hypothèse, justifiée pour les fibres standard mais pas pour les FMAS RTI, que l'atténuation subie par le mode fondamental pour une courbure donnée n'augmente pas lorsque la longueur d'onde diminue.

En raison des propriétés de propagation non conventionnelles des FMAS RTI, et en particulier de la remontée des pertes aux courbures des modes aux courtes longueurs d'onde, cette méthode n'est pas adaptée à la détermination de λ_c dans ces fibres [25].

Nous proposons d'utiliser une méthode d'analyse azimutale du champ lointain émergeant de la fibre sous test, imaginée par le Pr. P. Facq à l'IRCOM il y a quelques années [88]. Nous allons décrire le principe de cette méthode et le dispositif expérimental.

III Méthode d'analyse azimutale du champ lointain en sortie de FMAS RTI

III.1 Principe de la méthode

La distribution d'intensité du mode fondamental des fibres standard est à symétrie de révolution. Le deuxième mode présente une ligne noire diamétrale. Pour relever la présence du deuxième mode dans le champ émergeant d'une fibre standard, une solution consiste à analyser les spectres de la puissance lumineuse transmise à travers une fente tournant devant la face de sortie de la fibre. Si le mode fondamental est seul présent, la puissance transmise à travers la fente est constante et le spectre du signal n'a qu'une raie à la fréquence nulle. En présence du second mode dans le champ émergeant de la fibre, la puissance transmise à travers la fente est modulée à $2f_r$, si f_r est la fréquence de rotation de la fente. Une raie à $2f_r$ apparaît donc dans le spectre du signal détecté. La profondeur de modulation est d'autant plus grande (ou la raie à $2f_r$ est d'autant plus haute) que la proportion d'énergie portée par le deuxième mode est plus grande. C'est finalement une comparaison de la hauteur relative des raies qui permet de déterminer λ_c par cette méthode. Nous verrons un petit peu plus loin comment se traduit, pour cette comparaison, le critère de décision de la norme ITU G650.

Notons que, pour faciliter l'analyse spectrale, on module le signal injecté dans la fibre, à l'aide d'un "hacheur" à la fréquence f_h : ceci a pour effet de translater le spectre du signal détecté autour de la fréquence f_h , choisie autour de 60 Hz pour s'affranchir du bruit optique basse fréquence.

La figure IV.3 décrit le dispositif expérimental mettant en œuvre la méthode.

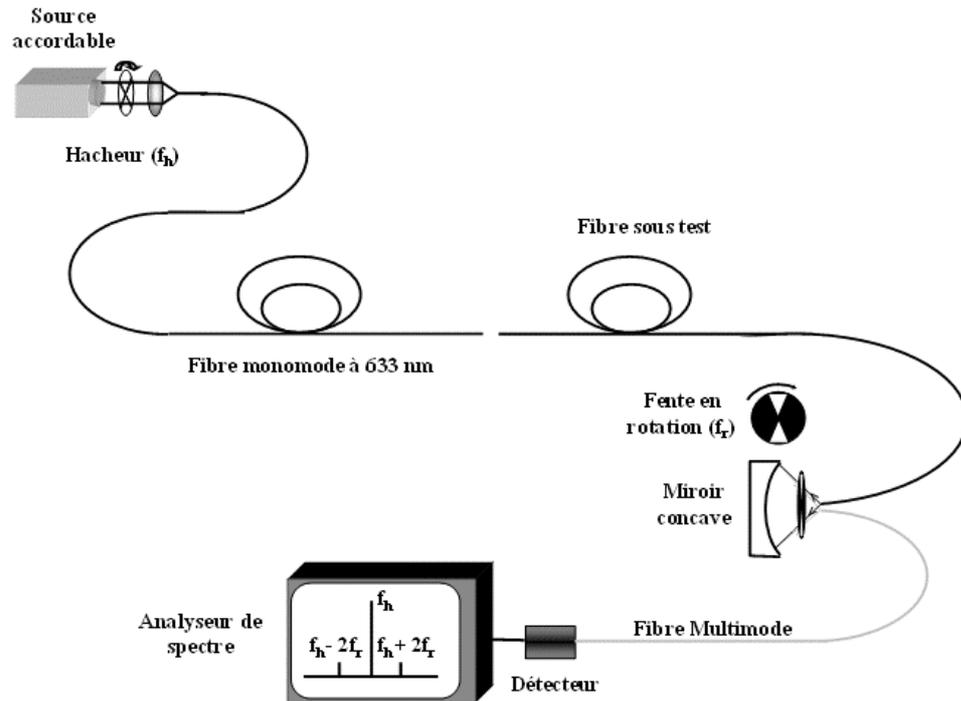


Figure IV. 3 : dispositif expérimental pour la mesure de λ_c par la méthode de l'analyse azimutale du champ lointain

Dans le dispositif, la source est une source laser accordable. Sa bande spectrale d'émission correspond à celle de mesure. Les conditions d'excitation de la fibre sous test sont déterminantes. Ce réglage doit permettre d'obtenir une excitation ne favorisant aucun des modes guidés dans la FMAS RTI sous test. Autrement dit, l'excitation ne doit pas être sélective. Le champ lumineux issu de la FMAS RTI traverse une fente en rotation avant d'être réfléchi sur un miroir concave. Puis le flux est collecté dans une fibre multimode qui le guide vers le détecteur. Le signal électrique délivré par le détecteur est traité par un analyseur de spectre à transformée de Fourier rapide. Le spectre typique affiché par l'analyseur pour une fibre standard en régime monomode est présenté figure IV.4 (a), alors qu'en présence du 2ème mode le spectre devient celui montré figure IV.4 (b).

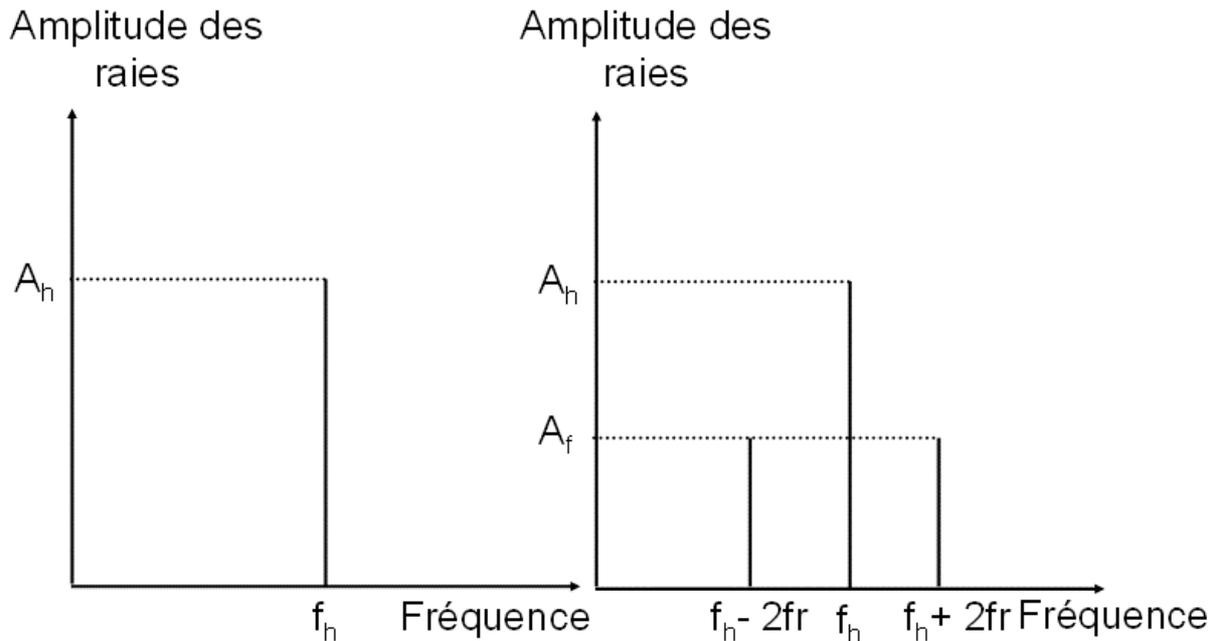


Figure IV. 4 : spectre typique, (a) avec le mode LP_{01} seul (b) en présence des deux modes

III.2 Application aux FMAS RTI

La méthode d'analyse azimutale du champ lointain s'applique pour détecter la présence du deuxième mode dans les fibres standard. Les distributions d'intensité dans le mode LP_{01} et dans le mode LP_{11} ont des symétries différentes : symétrie de révolution pour le mode LP_{01} et symétrie radiale pour le mode LP_{11} .

Pour pouvoir appliquer cette méthode aux FMAS RTI, il faut s'assurer que les modes à discerner dans le champ lointain ont aussi des symétries différentes. Nous allons donc focaliser notre attention sur la distribution d'intensité dans les modes de polarisation du mode fondamental et dans les modes d'ordre supérieur. Comme nous l'avons vu précédemment, parce que la différence d'indice entre le cœur et la gaine dans les FMAS RTI est parfois très élevée, la notion de mode LP découlant de l'approximation du guidage faible ne pourra être utilisée ici.

La figure IV.5 montre la distribution du champ proche du mode fondamental d'une FMAS RTI ainsi que le champ lointain correspondant obtenu par une transformée de Fourier du champ proche.

Dans l'espace conjugué, les coordonnées conjuguées de x et y seront appelées u et v (figure IV.5 (b)).

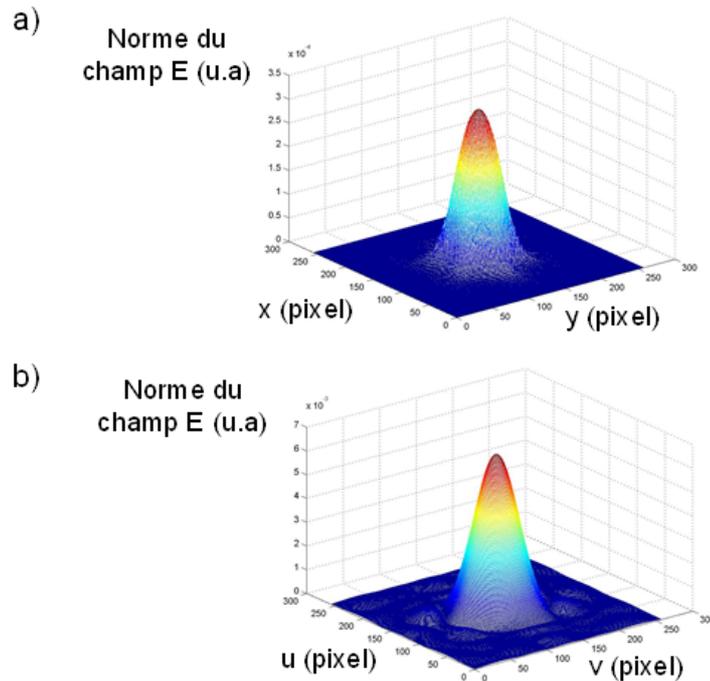


Figure IV. 5 : allure de la distribution spatiale de la norme du champ fondamental dans une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$) (a) champ proche (b) champ lointain

La symétrie de $\pi/3$ du champ proche est conservée par la transformée de Fourier. Ainsi la puissance lumineuse transmise à travers la fente d'analyse azimutale de la méthode subit une légère modulation à la fréquence $6f_r$ autour d'une valeur moyenne constante.

L'intensité ainsi que la polarisation des quatre modes d'ordre supérieures d'une FMAS RTI parfaite, correspondant aux modes dégénérés composant le mode LP_{11} des fibres classiques (TE_{01} , TM_{01} et HE_{21x} et HE_{21y}), calculés par la MEF, sont représentés à la figure IV.6.

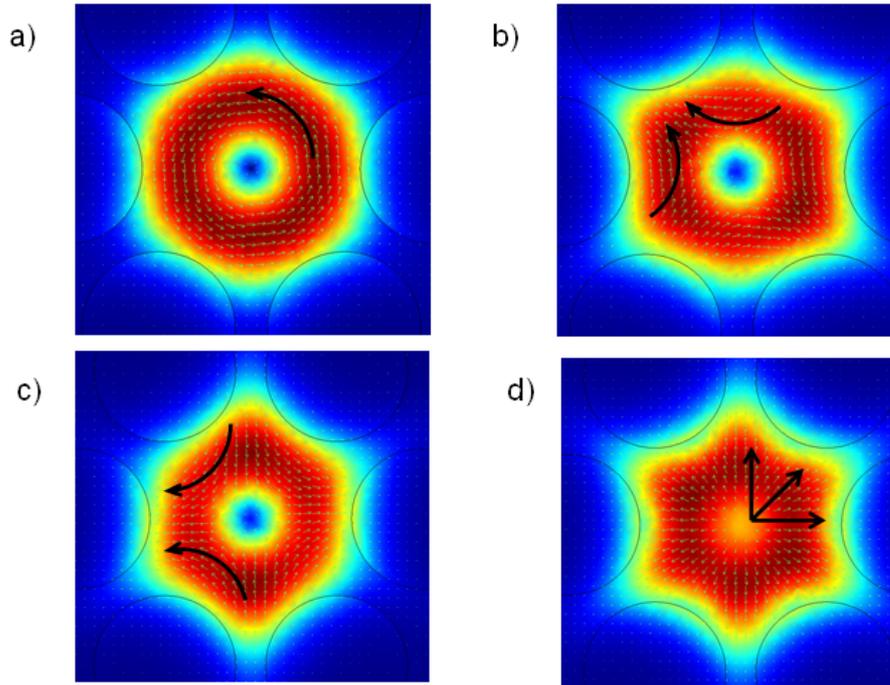


Figure IV. 6 : distribution de l'intensité et polarisation des quatre modes d'ordre supérieur d'une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$) parfaite a) TE_{01} , b) HE_{21x} , c) HE_{21y} , d) TM_{01}

Par analogie avec les fibres classiques, les modes des figures IV.6 (a), (b), (c) et (d) sont respectivement appelés les modes TE_{01} , HE_{21x} , HE_{21y} et TM_{01} . La répartition en intensité des modes TE_{01} et TM_{01} conserve la symétrie du guide c'est-à-dire $\pi/3$. Par contre il n'en est pas de même pour les modes HE_{21x} et HE_{21y} qui ne gardent pas la symétrie du guide. La symétrie de leur répartition en intensité est de π .

Remarque : les indices effectifs des deux modes HE_{21} sont suffisamment proches (1,332130 et 1,332120 respectivement pour HE_{21x} , HE_{21y}) pour qu'ils soient considérés comme dégénérés. L'écart entre ces indices est dû à l'incertitude du calcul. Mais les valeurs de l'indice effectif du mode TE_{01} (1,337850) et celui du TM_{01} (1,331993) sont trop éloignées pour affirmer que les quatre modes sont dégénérés. Ceci est contraire au cas des fibres conventionnelles où les quatre modes supérieurs sont dégénérés. Cette différence s'explique par le fait que la différence d'indice est très importante entre la gaine et le cœur. Ainsi l'approximation de faible guidage ne peut être utilisée dans le cas des FMAS RTI comme nous l'avons souligné précédemment.

Cependant, en sélectionnant, par l'emploi d'un polariseur, une direction de polarisation du champ (E_x par exemple), la distribution d'intensité associée à cette polarisation est maintenant celle montrée à la figure IV.7.

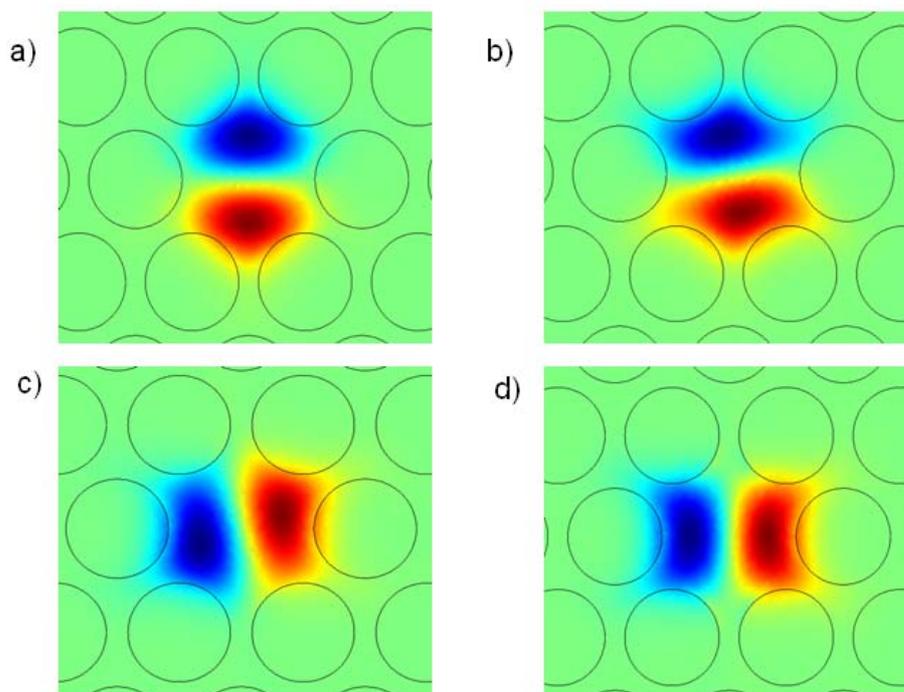


Figure IV. 7 : allure de la distribution de la composante E_x du mode dans une FMS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$) parfaite a) TE_{01} , b) HE_{21_x} , c) HE_{21_y} , d) TM_{01}

Les deux "lobes" composant chacun des quatre champs sont déphasés de π . L'intensité du champ lointain correspondant pour le mode TE_{01} est décrite à la figure IV.8. Nous représentons seulement l'intensité du champ lointain de la composante E_x du premier mode d'ordre supérieur (TE_{01}) sachant que cette intensité est sensiblement la même pour les autres modes.

Intensité (u.a)

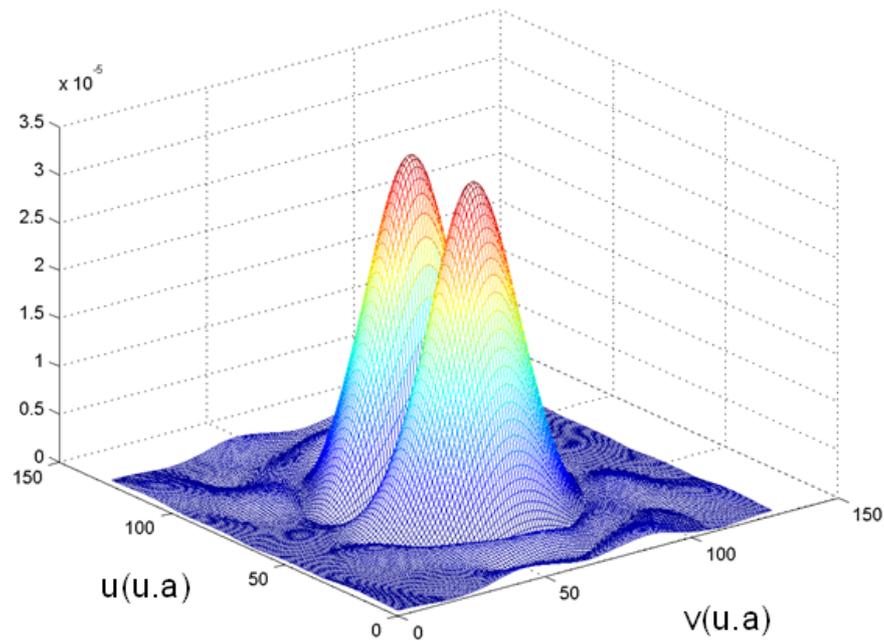


Figure IV. 8 : intensité du champ lointain correspondant à la composante E_x du mode TE_{01} dans une FMAS RTI ($d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,3\mu\text{m}$)

On retrouve dans cette distribution d'intensité une symétrie diamétrale qui pourra être identifiée par l'analyse azimutale (raie à $f_h \pm 2 f_r$). La précaution à prendre sera de polariser rectilignement l'onde lumineuse injectée.

Nous avons aussi calculé la distribution d'intensité dans les modes TE_{01} , TM_{01} et HE_{21x} et HE_{21y} de différentes FMAS RTI quasi parfaites c'est-à-dire affectées d'un très léger défaut de symétrie de leur section droite. Par exemple, nous avons considéré une FMAS RTI avec $d=1,9\mu\text{m}$ et $\Lambda=2,3\mu\text{m}$ dans laquelle un trou est décalé vers l'extérieur de $0,1\mu\text{m}$.

La répartition des champs des quatre modes d'ordre supérieur de cette fibre est montrée à la figure IV.9.

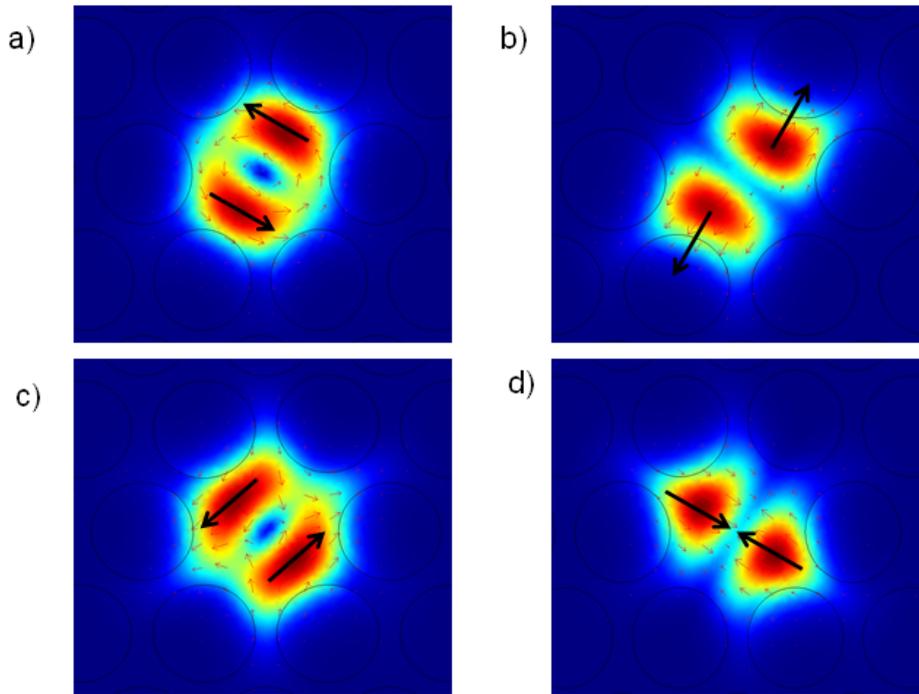


Figure IV. 9 : répartition des champs des modes d'ordre supérieurs dans une FMAS RTI quasi parfaite

On constate que la symétrie de $\pi/3$ des modes de la fibre parfaite est nettement brisée, au profit d'une symétrie diamétrale dans la direction du défaut. Les deux lobes composant chacun des quatre champs sont déphasés de π comme ceux montrés à la figure IV.7.

Cette observation est vérifiée dans tous les autres exemples envisagés, ainsi que lors de la modélisation de fibres réelles.

Ceci signifie que la polarisation rectiligne préalable du faisceau injecté n'est pas indispensable pour la mise en œuvre de la méthode d'analyse azimutale dans le cas des FMAS RTI.

Grâce à la présence d'une symétrie diamétrale dans les modes d'ordre supérieur des FMAS RTI réelles, la possibilité de déceler par une analyse azimutale la présence de ces modes dans le champ émergent de ces fibres a été démontrée.

Il reste à identifier un critère de décision pour la mesure de λ_c dans ces fibres. Pour cela nous allons d'abord revenir à la détermination de ce critère dans les fibres classiques, qui se fait de manière analytique. Nous déclinons ensuite le procédé dans une simulation numérique appliquée aux modes des FMAS RTI.

III.3 Détermination de λ_c à partir de l'analyse des spectres du signal détecté

III.3.1 Cas de fibres standard [94]

Nous allons voir comment λ_c est déterminée à partir de la comparaison de l'amplitude de la raie à f_h et de celles à $f_h \pm 2f_r$ dans le cas d'une fibre standard. Les calculs que nous présentons dans ce paragraphe "Cas de fibres standard" sont inspirés de ceux développés dans la thèse d'Anne Marie Blanc [94].

III.3.1.1 Calcul de la puissance transmise par la fente pour chaque mode émergent

La puissance transportée par les modes se calcule par l'intégration de la composante axiale du vecteur de Poynting sur la section droite de la fibre.

L'intégrale prend la forme suivante en coordonnées cylindriques :

$$P = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \pi \int_0^\infty E^2(r) \cdot r \cdot n(r) \cdot dr \int_0^{2\pi} \cos^2 l\theta \cdot d\theta \quad \text{IV. 1}$$

ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité du vide.

l représente l'ordre azimutal du mode.

$n(r)$ correspond à l'indice de réfraction du milieu où est confiné le champ.

$E(r)$ est la dépendance radiale du champ.

On suppose que l'indice est constant dans la zone où est confiné le champ et que la fibre est à symétrie de révolution. Dans ces conditions, l'intégrale devient respectivement pour le premier et le deuxième mode:

$$P_{01} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \pi \cdot n \cdot \int_0^\infty E_{01}^2(r) \cdot r \cdot dr \quad \text{IV. 2}$$

$$P_{11} = \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \pi \cdot n \cdot \int_0^\infty E_{11}^2(r) \cdot r \cdot dr \quad \text{IV. 3}$$

La fente d'analyse décrite à la figure IV.10 (dite "fente papillon") ne laisse passer que l'énergie comprise dans un secteur angulaire $[\theta_1; \theta_2]$.

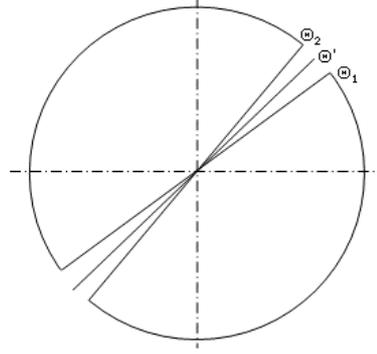


Figure IV. 10 : fente "papillon" pour le filtrage spatial du champ

La puissance transmise à travers la fente est calculée comme précédemment à partir du flux du vecteur de Poynting :

$$P_f = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} . n . \int_0^\infty E^2(r) . r . dr \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos^2 l \theta . d\theta \quad \text{IV. 4}$$

Le calcul de cette intégrale dans le cas du premier mode et du second mode aboutit respectivement à :

$$P_{f_{01}} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} . n (\theta_2 - \theta_1) . \int_0^\infty E_{01}^2(r) . r . dr \quad \text{IV. 5}$$

$$P_{f_{11}} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} . n . \int_0^\infty E_{11}^2(r) . r . dr \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos^2 \theta . d\theta \quad \text{IV. 6}$$

Dans le cas particulier où $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ est faible devant π , cette dernière relation devient :

$$P_{f_{11}} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} . n . \cos^2 \theta' . \Delta\theta . \int_0^\infty E_{11}^2(r) . r . dr \quad \text{IV. 7}$$

$$\text{avec } \theta' = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$$

Dans les relations IV.5 et IV.7 on reconnaît respectivement les expressions de P_{01} (relation IV.2) et P_{11} (relation IV.3). Ainsi les différentes expressions des puissances transmises à travers la fente s'écrivent en fonction des puissances portées par les modes :

$$P_{f_{01}} = \frac{\Delta\theta}{\pi} P_{01} \quad \text{IV. 8}$$

$$P_{f_{11}} = 2 \frac{\Delta\theta \cos^2 \theta'}{\pi} P_{11} \quad \text{IV. 9}$$

III.3.1.2 Superposition cohérente ou incohérente des modes

Lorsque la différence des chemins optiques parcourus par le mode fondamental et le second mode est inférieure à la longueur de cohérence de la source, alors la superposition des modes est cohérente. Cela se traduit par la condition suivante :

$$L < \frac{L_c}{\Delta n_{eff}} \quad \text{IV. 10}$$

L est la longueur de la fibre sous test et L_c est la longueur de cohérence de la source.

Δn_{eff} est la différence entre les indices effectifs du mode fondamental et du second mode.

Lorsque la relation IV.10 est vérifiée, les champs des modes s'ajoutent en tenant compte de la relation de phase entre eux. Dans le cas contraire (superposition incohérente), les intensités des champs s'ajoutent.

III.3.1.2.1 1^{er} cas : superposition incohérente des champs

La densité de la puissance totale est la somme des densités de puissance de chacun des deux modes. Ceci conduit, pour la puissance totale transmise à travers la fente, à la relation IV.11.

$$P_f = P_{f_{01}} + P_{f_{11}} = \frac{\Delta\theta}{\pi} (P_{01} + 2 \cos^2 \omega_f t \cdot P_{11}) \quad \text{IV. 11}$$

où $\omega_f t = \theta'$, ω_f est la pulsation de rotation de la fente.

A l'entrée du monochromateur, le signal est modulé par le hacheur à la pulsation ω_h .

La puissance optique transmise à travers la fente prend la forme suivante :

$$s(t) = \frac{\Delta\theta}{\pi} (P_{01} + P_{11}) \cos \omega_h t + \frac{\Delta\theta}{2\pi} [\cos((\omega_h + 2\omega_r)t) + \cos((\omega_h - 2\omega_r)t)] P_{11} \quad \text{IV. 12}$$

Le spectre de ce signal (transformée de Fourier de $s(t)$) est composé des raies représentées à la figure IV.4.

Les deux raies latérales résultent de la présence du deuxième mode seul et la raie centrale résulte de celle des deux modes.

Si A_{f_h} et $A_{f_h \pm 2f_r}$ sont respectivement les amplitudes des raies à f_h et $f_h \pm 2f_r$ on peut facilement relier le rapport des puissances dans les deux modes à ces amplitudes avec :

$$\frac{P_{11}}{P_{01}} = \frac{2 \cdot A_{(f_h \pm 2f_r)}}{A_{f_h} - 2 \cdot A_{(f_h \pm 2f_r)}} \quad \text{IV. 13}$$

Définissons le paramètre D tel que :

$$D = 10 \log \frac{P_{11}}{P_{01}} = 10 \log \left(\frac{2 \cdot A_{(f_h \pm 2f_r)}}{A_{f_h} - 2 \cdot A_{(f_h \pm 2f_r)}} \right) \quad \text{IV. 14}$$

Lorsque la fibre est monomode (mode LP₀₁ seul présent), P₁₁=0 et D=-∞.

Dans le cas où le mode LP₁₁ est seul présent, P₀₁=0 et D=+∞.

Enfin, dans la norme ITU G650, λ_c est la longueur pour laquelle le poids du mode LP₁₁ est telle que la suppression de ce mode fait chuter la puissance totale de 0,1 dB, en sortie de tronçon sous test. Cela signifie que, à λ_c, le mode LP₁₁ ne porte plus que 2,25% de la puissance émergente, les deux modes ayant été équitablement excités en entrée [95]. La valeur de D correspondante est $D(\lambda_c) = 10 \log \left(\frac{0,0225}{0,9775} \right) = -16,38 \text{ dB} \approx -16,4 \text{ dB}$.

III.3.1.2.2 2^{ème} cas : superposition cohérente des champs

La puissance totale traversant la fente s'écrit de la manière suivante :

$$P_f = \frac{\Delta\theta}{\pi} (P_{01} + 2 \cos^2 \theta' P_{11}) + \Delta\theta \cos \theta' P_X \quad \text{IV. 15}$$

$$\text{avec } P_X = 2 \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} n(\beta_{01} - \beta_{11}) \cdot z \cdot \int_0^\infty E_{01}(r) \cdot E_{11}(r) \cdot r \cdot dr$$

β₀₁ et β₁₁ sont respectivement les constantes de propagation du mode fondamental et du second mode.

Le terme P_X résulte de la superposition cohérente des deux modes.

La puissance détectée se met sous la forme suivante :

$$s(t) = \frac{\Delta\theta}{\pi} (P_{01} + P_{11}) \cos \omega_h t + \frac{\Delta\theta}{2\pi} [\cos((\omega_h + 2\omega_r)t) + \cos((\omega_h - 2\omega_r)t)] P_{11} \\ + \frac{\Delta\theta}{2} [\cos((\omega_h + \omega_r)t) + \cos((\omega_h - \omega_r)t)] P_X \quad \text{IV. 16}$$

La relation IV.16 montre que les amplitudes des raies à f_h et f_h ± 2f_r sont identiques quel que soit le cas considéré (superposition cohérente ou incohérente). Dans le cas où la superposition est cohérente, deux raies supplémentaires apparaissent dans le spectre à f_h ± f_r.

La mise en œuvre de la méthode d'analyse azimutale du champ lointain pour déterminer λ_c dans les fibres standard consiste finalement à observer l'évolution du paramètre D au cours d'un balayage spectral effectué par la source accordable, des courtes vers les grandes longueurs d'onde, et à repérer le passage de D par la valeur de -16,4 dB.

Aux longueurs d'ondes inférieures à λ_c , si les deux modes sont excités équitablement dans le tronçon de fibre caractérisé, $D(\lambda)$ prend des valeurs proches de 0 dB. Près de la coupure, le mode LP_{11} fuit dans la gaine, la proportion d'énergie émergente qu'il porte diminue et la valeur de D chute. Comme on l'a déjà indiqué, $D(\lambda_c) = -16,4$ dB. Enfin, en régime monomode et sous réserve que les fibres et composants du banc de mesure soient parfaitement alignés pour éviter toute modulation résiduelle de la puissance transmise par la fente, la valeur de D tend vers $-\infty$.

Cette méthode, auto référencée, permet d'étudier la coupure du deuxième mode dans d'autres conditions que celle imposées par la norme ITU G650, en particulier en fonction de la longueur et du conditionnement de la fibre. On préférera alors parler de longueur d'onde d'extinction (λ_e) du deuxième mode. Cette étude a par exemple été effectuée pour différentes fibres monomodes en fonction de la courbure [96].

Le critère de la norme ITU G650 appliqué aux fibres standard ($D(\lambda_c) = -16,4$ dB) ne peut pas être directement utilisé pour la détermination de λ_c dans les FMAS RTI car la distribution d'énergie dans les modes de ces fibres est différente. Cette distribution ne peut pas être décrite simplement de manière analytique. De plus, elle dépend des caractéristiques géométriques (d et Λ) des fibres considérées. Il est pourtant indispensable de savoir si la détermination de λ_c dans les FMAS RTI est envisageable, via le paramètre D . Pour répondre à cette question, nous avons développé un logiciel qui simule la succession des opérations effectuées au cours de la mesure. La procédure suivie, sa validation et les conclusions que nous pouvons en tirer sont rapportées dans le paragraphe suivant.

III.4 Conception d'un logiciel de simulation de la méthode

III.4.1 Procédure suivie pour simuler la mesure

Les différentes étapes du calcul sont les suivantes :

- calcul de la distribution spatiale du champ proche pour le mode fondamental et le(s) mode(s) d'ordre supérieur, sous forme d'une matrice $n \times n$,
- calcul des champs lointains correspondants, par une transformée de Fourier à deux dimensions,
- calcul des distributions de l'intensité des champs lointains, pondération et sommation pour simuler une superposition incohérente des modes ayant chacun un poids donné (nous rappelons que le choix de la superposition des

champs cohérente ou incohérente est arbitraire car les amplitudes des raies à f_h et $f_h \pm 2f_r$ dans le spectre sont identiques quel que soit le cas considéré),

- création d'une matrice $n \times n$ simulant le filtre azimuthal dans une position donnée. Le filtre, avec la fente dans une orientation donnée, est échantillonné en $n \times n$ éléments, chaque élément étant associé à un élément de la matrice de filtrage (voir figure IV.11).

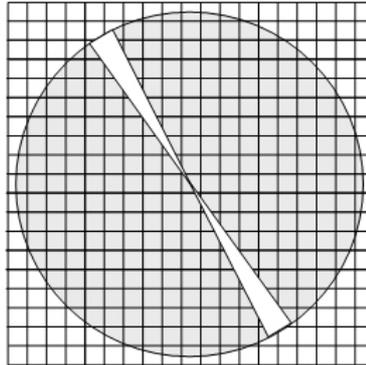


Figure IV. 11 : fente numérisée

Les éléments de la matrice de filtrage correspondant à une zone opaque du filtre sont affectés du coefficient 0. Ceux correspondant à un échantillon du filtre entièrement inclus dans la fente sont affectés du coefficient 1. Enfin les éléments de la matrice associés à un échantillon du filtre coupé par au moins un bord de la fente sont affectés d'un coefficient compris entre 0 et 1 égal à la fraction de l'élément qui laisse passer la lumière,

- calcul de la puissance $P(\theta)$ transmise à travers la fente par une multiplication de la matrice "distribution d'intensité du faisceau analysé" par la matrice de filtrage, puis par une intégration du résultat,
- renouvellement des deux dernières opérations pour de nouvelles positions du filtre afin d'obtenir la courbe $P(\theta)$ pour θ variant de 0 à π ,
- transformation de la courbe $P(\theta)$ en courbe $P(t)$ en tenant compte de la fréquence de rotation de la fente,
- multiplication du signal par $\cos(2\pi\omega_h t)$ pour simuler la modulation du signal incident par le hacheur,
- calcul de la transformée de Fourier du signal résultant pour obtenir le spectre du signal détecté,

- calcul de D à l'aide de la relation IV.14.

Nous avons écrit un logiciel effectuant ces différentes étapes. Avant de l'appliquer au cas des FMAS RTI, nous avons cherché à le valider dans le cas des fibres standard, en calculant numériquement la valeur de D correspondant au critère de la norme ITU G650.

III.4.2 Validation du logiciel

Pour valider le logiciel, nous avons choisi de considérer les modes d'une fibre standard, dont la distribution radiale d'intensité est décrite de manière simplifiée, mais respectant la dépendance azimutale des modes réels. Ainsi l'intensité du champ lointain du mode fondamental sera décrite par une gaussienne dont l'expression est :

$$I_{01} = e^{-\left(\frac{r}{\omega_{0Fond}}\right)^2} \quad \text{IV. 17}$$

avec ω_{0Fond} le rayon de champ de mode à $1/e^2$ en intensité du mode.

L'intensité du champ lointain du mode d'ordre supérieur est décrite par la fonction suivante :

$$I_{11} = e^{-\left(\frac{r-r_0}{\omega_{0Sup}}\right)^2} \cos^2 \theta \quad \text{IV. 18}$$

avec r_0 constante en μm .

La figure IV.12 illustre la répartition en intensité des deux pseudo modes, lorsque $\omega_{0Fond} = 4,5 \mu\text{m}$, $r_0 = 2,5 \mu\text{m}$ et $\omega_{0Sup} = 3 \mu\text{m}$

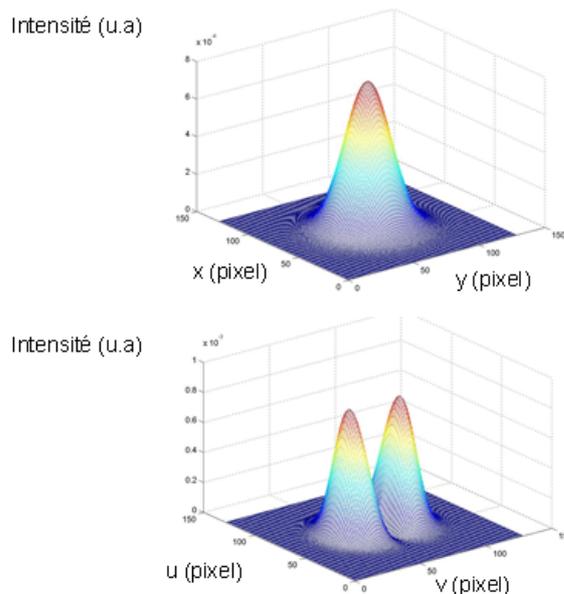


Figure IV. 12 : distribution d'intensité (a) du pseudo mode LP₀₁ (b) du pseudo mode LP₁₁ simulée pour une fibre standard

Comme la superposition des modes en sortie de fibre est incohérente, l'intensité du champ analysé est donc la somme des intensités de chacun des champs lointains. La figure IV.13 montre un exemple de distribution d'intensité lorsque la proportion du mode fondamental est de 70% et celle du deuxième mode est de 30%.

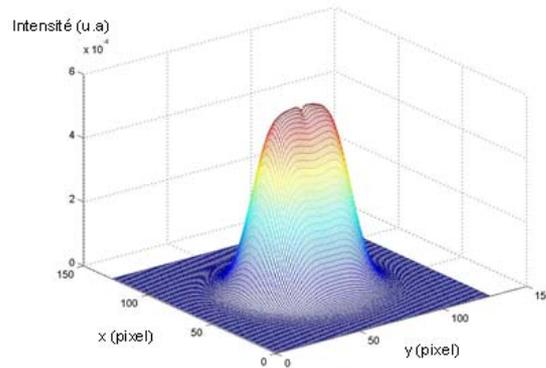


Figure IV. 13 : superposition incohérente des champs lointains du mode fondamental et du deuxième mode

Nous montrons à la figure IV.13 l'allure du signal détecté en aval de la fente lorsque le champ lointain tombant sur le filtre azimuthal est celui du mode fondamental seul (figure IV.14 (a)) et lorsqu'il provient de la superposition incohérente du mode fondamental (70%) et du deuxième mode (30%)(figure IV.14 (b)). Dans les deux cas, on a affaire à un signal composé d'une onde porteuse à la fréquence égale à celle du hacheur (ici $f_h=60$ Hz) modulée en amplitude à deux fois la fréquence de rotation du filtre (ici $f_r=2,5$ Hz), avec une profondeur de modulation dépendant des poids relatifs des deux modes. On vérifie bien sur la figure IV.14 (a) que la porteuse n'est pas modulée (profondeur de modulation nulle) lorsque le mode LP_{01} est seul présent dans le champ incident. Le spectre correspondant (figure IV.15 (a)) ne comprend qu'une seule raie à 60 Hz. La modulation du signal de la figure IV.14 (b) est due à la présence du mode LP_{11} dans le champ incident. Elle est à l'origine des deux raies latérales à 55 Hz et à 65 Hz dans le spectre du signal détecté, montré à la figure IV.15 (b).

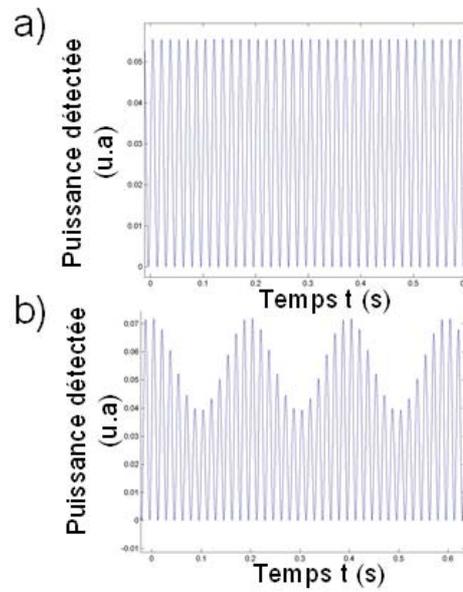


Figure IV. 14 : exemples de signaux délivrés par le détecteur lorsque le champ tombant sur le filtre azimutal est composé (a) du mode LP_{01} seul (b) du mode LP_{01} (70%) et du mode LP_{11} (30%)

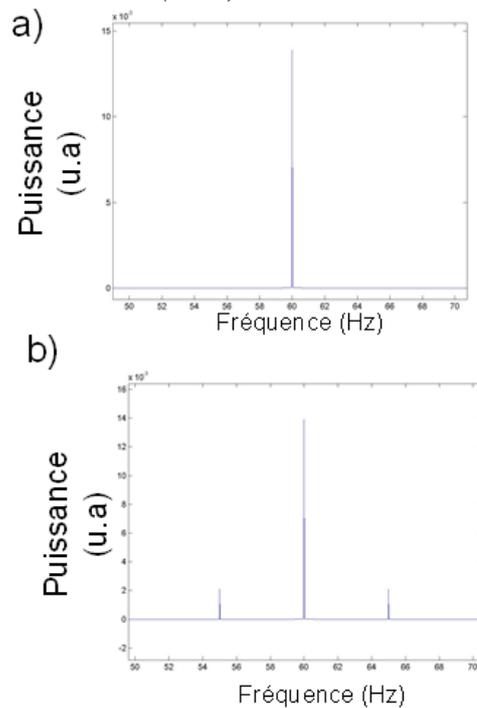


Figure IV. 15 : exemples de spectres du signal détecté (a) champ incident composé du mode LP_{01} seul (b) champ incident composé du mode LP_{01} (70%) et du mode LP_{11} (30%)

Le paramètre D peut maintenant être calculé en reportant l'amplitude des raies du spectre dans la relation IV.15. Ainsi, comme nous l'avons indiqué précédemment, lorsque le mode LP_{01} est seul présent, D tend vers $-\infty$. Dans le cas où les proportions relatives des modes LP_{01} et LP_{11} sont respectivement 70% et 30%, les amplitudes de la raie centrale et des raies latérales sont, dans notre exemple, égales respectivement à $14e-3$ et $2,1e-3$. La valeur de

D correspondante est $\approx -3,7$ dB. Nous avons tracé à la figure IV.16 la valeur de D en fonction de la proportion d'énergie portée par le mode fondamental.

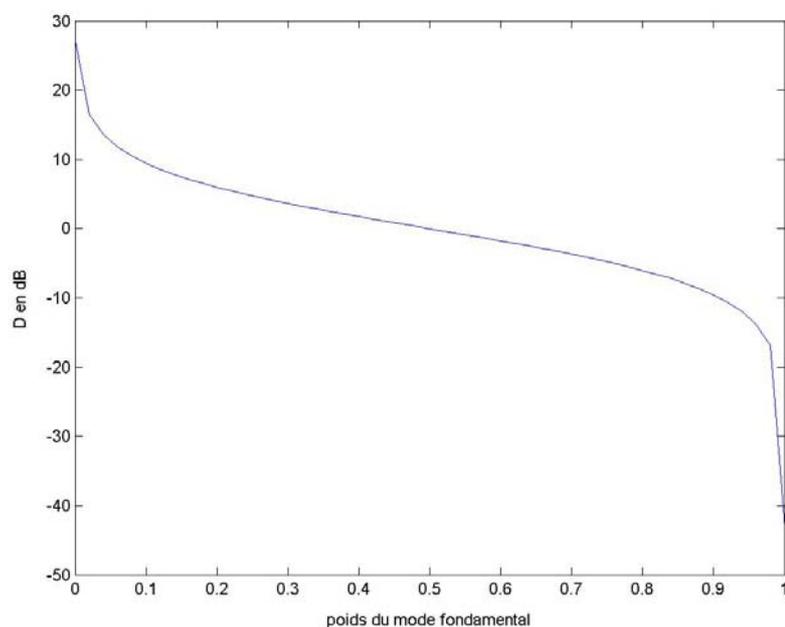


Figure IV. 16 : D en fonction de la proportion d'énergie portée par le mode fondamental

D varie très vite lorsque la proportion d'énergie portée par le mode fondamental est proche de la valeur 0 ou 1. Ainsi cette méthode est très sensible pour déceler de faibles proportions du mode d'ordre supérieur dans le champ incident.

Nous avons vu que le critère de détermination de λ_c dans la norme ITU G650 (poids du mode $LP_{11}=2,25\%$) correspondait à une valeur de D égale à -16,4 dB. Pour ce même poids du deuxième mode la méthode numérique que nous avons développée et appliquée à notre "cas d'école" donne à une valeur de D égale à -16,395 dB. Cette valeur en excellent accord avec la prévision analytique nous permet de valider notre logiciel.

Nous allons maintenant appliquer notre logiciel aux modes d'une fibre conventionnelle à saut d'indice calculés par la MEF. Les paramètres opto-géométriques de la fibre sont :

- diamètre de cœur : 9,3 μm ,
- indice de cœur à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: 1,448,
- indice de gaine à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$: 1,444.

Nous calculons à l'aide du logiciel Femlab la distribution en champ proche du mode fondamental et du second mode.

Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre I, dans des fibres conventionnelles, le mode fondamental et le second mode sont respectivement composés de deux (HE_{11x} et HE_{11y}) et quatre (TE_{01} , TM_{01} , HE_{21x} et HE_{21y}) modes électromagnétiques. L'intensité du champ des modes électromagnétiques TE_{01} , TM_{01} , HE_{21x} et HE_{21y} se répartit selon un anneau centré sur le cœur de la fibre (figure IV.17). La superposition cohérente de ces modes dégénérés produit un mode linéairement polarisé d'ordre supérieur (mode LP_{11}) composé de deux lobes en opposition de phase séparés par une ligne où le champ est nul. La distribution de champ dans le mode LP_{11} (deux lobes déphasés de π) est la même que celle associée à une composante (suivant x ou suivant y) du champ des modes unitaires, comme l'illustre la figure IV.17.

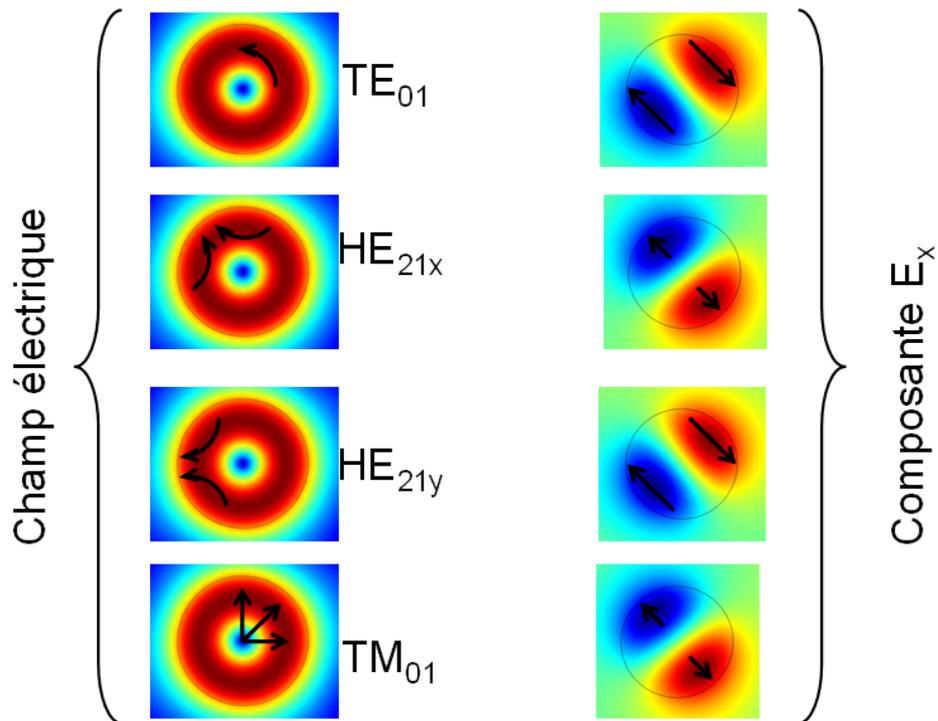


Figure IV. 17 : distribution du champ des différents modes dégénérés composant le mode LP_{11} dans une fibre standard et des composantes selon E_x de ces champs

Pour pouvoir tirer parti des résultats renvoyés par le logiciel de calcul des modes (composante des champs en coordonnées cartésiennes), nous choisissons arbitrairement la composante selon x du mode TE_{01} . Pour le mode fondamental, nous considérons la même composante selon x du mode HE_{11x} .

Nous calculons la transformée de Fourier de la distribution en champ proche de ces composantes pour obtenir la répartition en champ lointain puis l'intensité correspondante (figure IV.18 (a) et (b)).

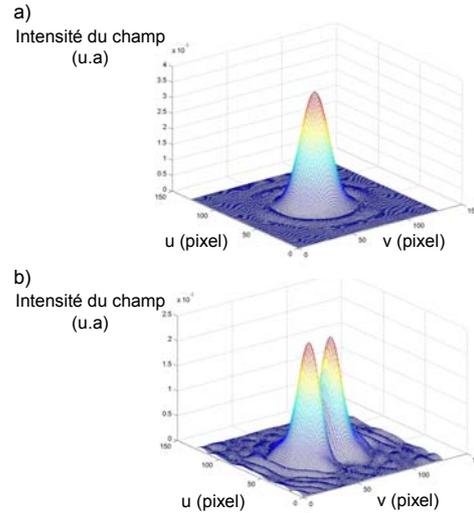


Figure IV. 18 : répartition en champ lointain des composantes selon x du mode HE_{11x} et du mode TE_{01} pour la fibre conventionnelle

En procédant de la même manière que précédemment, nous calculons pour les modes obtenus de cette fibre conventionnelle les variations de D en fonction du poids du mode fondamental. La valeur de D trouvée pour un poids du mode fondamental variant de 0 à 1 et en particulier pour la valeur de 0,9775 (norme ITU G650) est en excellent accord avec celle obtenue à l'aide des distributions de la figure IV.18.

On peut donc considérer que le logiciel que nous avons conçu est validé. Nous pouvons maintenant l'utiliser pour calculer D , lorsque le champ analysé provient de FMAS RTI. Nous allons chercher à observer l'évolution de D en fonction des poids respectifs du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur. Nous allons en particulier calculer D lorsque le poids du deuxième mode vaut 2,25% (comme lorsque $\lambda = \lambda_c$ dans la norme ITU G650). Nous chercherons à savoir si, dans ce cas, la valeur de D dépend de la fibre considérée et nous nous intéressons à la sensibilité de D aux petites variations du poids du deuxième mode, autour de 2%. Cette étude nous permettra de conclure sur la capacité de la méthode d'analyse azimutale à permettre une mesure de λ_c dans les FMAS RTI.

III.4.3 Calcul de D dans les FMAS RTI

Dans les fibres classiques, l'extension radiale du champ des modes augmente quand la longueur d'onde augmente mais l'allure de la distribution d'énergie reste la même. Ainsi le calcul de D est indépendant de l'extension du champ et donc de la longueur d'onde. Ceci n'est plus vrai dans les FMAS RTI où le champ est de plus en plus affecté par la présence des trous à mesure que la longueur d'onde augmente. Autrement dit, dans une décomposition du champ en série de Fourier, la composante en $\cos 6\theta$ devient de plus en plus grande. Dans le spectre

du mode analysé par filtrage azimutal, la raie à $f_h \pm 6 f_r$ est de plus en plus haute. Les autres raies peuvent aussi être affectées par cette évolution de la forme des champs avec la longueur d'onde. Ainsi pour des poids respectifs donnés pour les deux modes (fondamental et mode d'ordre supérieur) composant le champ analysé, D peut dépendre de la longueur d'onde, ce qui peut constituer un obstacle à l'utilisation de la méthode en métrologie.

Pour évaluer la dépendance de D à la longueur d'onde, nous avons considéré le cas d'une FMAS RTI à petit cœur, dans laquelle le champ est très confiné, c'est-à-dire susceptible d'être fortement affecté par la présence des trous. Nous avons choisi la fibre H015 qui est celle de nos fibres avec le plus petit cœur et la plus forte proportion d'air dans la gaine. Nous avons donc tracé un réseau de courbes $D=f(\text{poids du mode fondamental})$ pour un ensemble de longueurs d'onde entre 500 nm et 1700 nm (figure IV.19). Il faut remarquer ici que le logiciel de calcul des modes peut trouver des modes d'ordre supérieur dans la fibre même à de grandes longueurs d'onde à condition que l'indice effectif associé soit inférieur à l'indice de la silice. Ceci ne signifie pas obligatoirement que ces modes sont effectivement guidés sur de grandes longueurs à ces longueurs d'onde. Ils peuvent être guidés à fuite et donc disparaître au bout d'une courte longueur de propagation. La longueur d'onde de coupure mesurée pourra donc être sensiblement inférieure à ces longueurs d'onde.

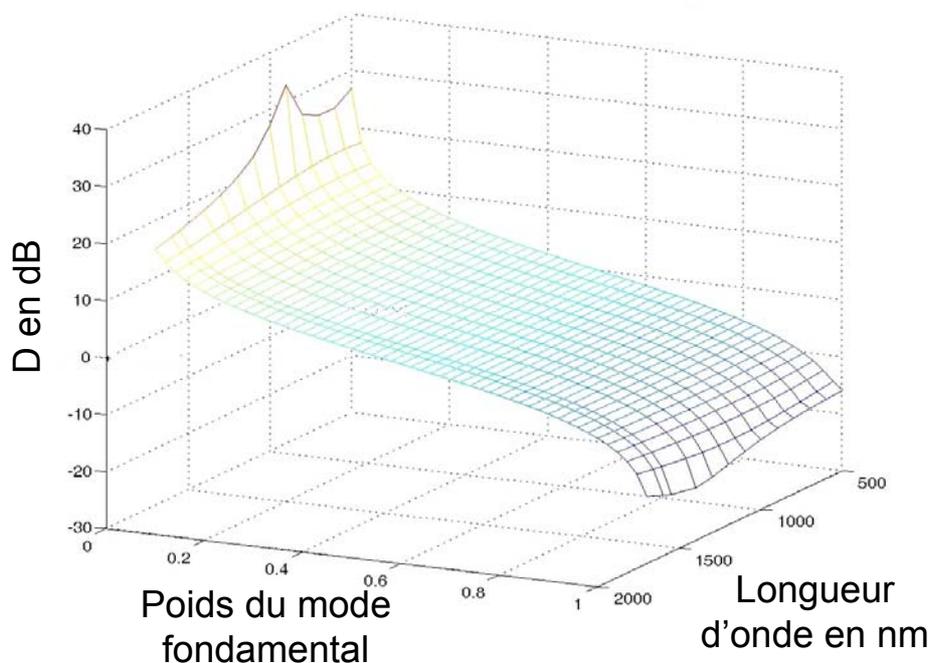


Figure IV. 19 : D en fonction du poids du mode du fondamental et de la longueur d'onde pour la fibre H015

Nous constatons sur la figure IV.20 que toutes les courbes ont la même allure. Cependant les variations de D semblent plus sensibles à la longueur d'onde pour des proportions du mode fondamental proche de 0 ou de 1. Pour des proportions du mode fondamental intermédiaires, D ne varie que très peu en fonction de la longueur d'onde. Pour mieux apprécier la dépendance de D en fonction de la longueur d'onde (c'est-à-dire en fonction de l'extension radiale des modes), nous traçons l'évolution de D pour les longueurs d'onde 700 nm, 1000 nm et 1550 nm (figures IV.20, IV.21 et IV.22).

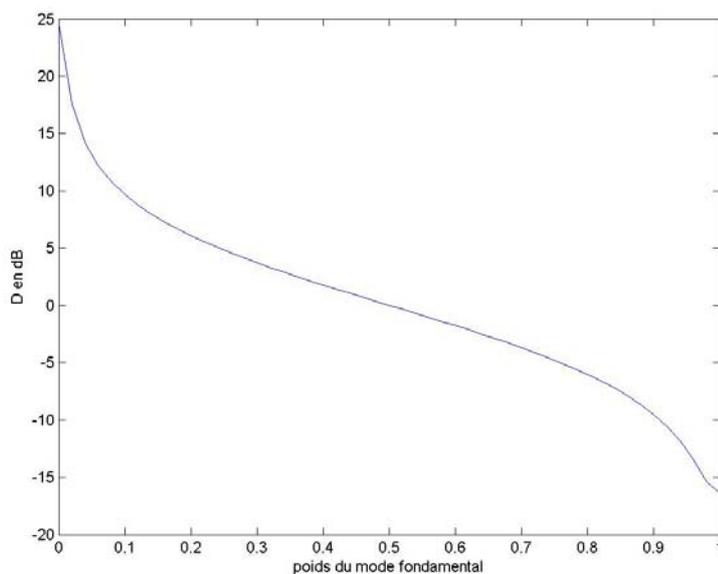


Figure IV. 20 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 700\text{nm}$ pour la fibre H015

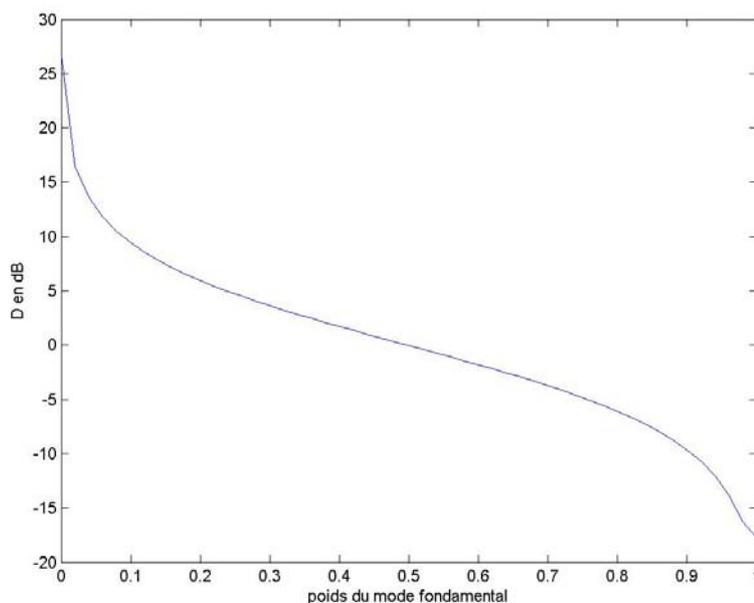


Figure IV. 21 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000\text{nm}$ pour la fibre H015

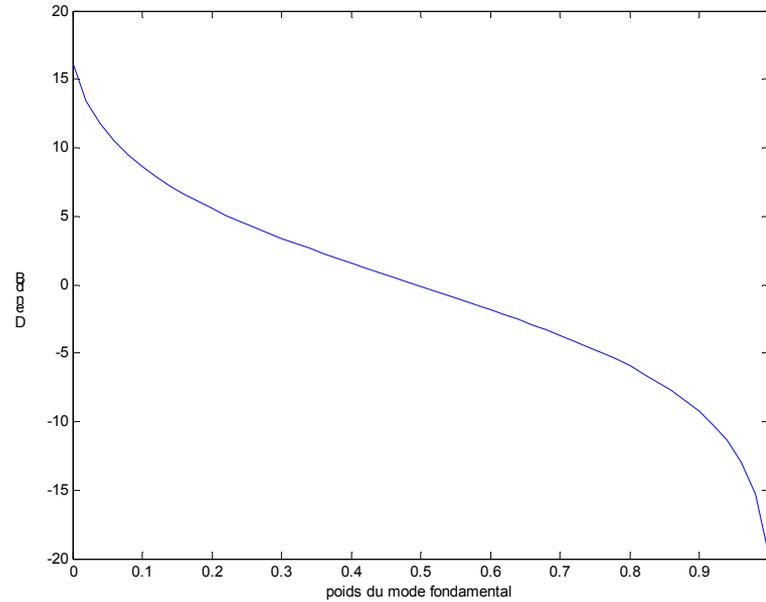


Figure IV. 22 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1550\text{nm}$ pour la fibre H015

Les allures de ces trois courbes sont semblables à celles que nous avons obtenues pour les fibres standard. Les valeurs de D pour un poids du mode fondamental de 0,9775 (notées D_{λ_c}) sont respectivement égales à 15,7, -16,2 et -17,1dB pour une longueur d'onde de 700nm, 1000nm et 1550 nm. Compte tenu que D varie très vite lorsque le poids du mode fondamental est proche de 1, ces écarts sont en fait insignifiants. Cela veut dire que le choix arbitraire d'une valeur de D autour de -16 dB pour déterminer λ_c n'aura que très peu d'influence sur le résultat de la mesure. Si on préfère faire le choix d'un critère de décision différent de celui de la norme ITU G650, par exemple fixer λ_c lorsque le poids du deuxième mode est seulement tombé à 0,2 (poids du mode fondamental=0,8), on peut trouver une valeur de D correspondante indépendante de l'extension des modes : on trouve $D \approx -5,5$ dB sur les trois courbes IV.20, IV.21, IV.22.

Nous allons utiliser la même démarche pour déterminer la valeur de D_{λ_c} des fibres 11_04 et 12_04. Nous traçons pour chacune d'elle la valeur de D en fonction de la longueur d'onde à $\lambda = 1000$ nm. Les courbes relatives aux fibres 11_04 et 12_04 sont montrées respectivement sur les figures IV.23 et IV.24.

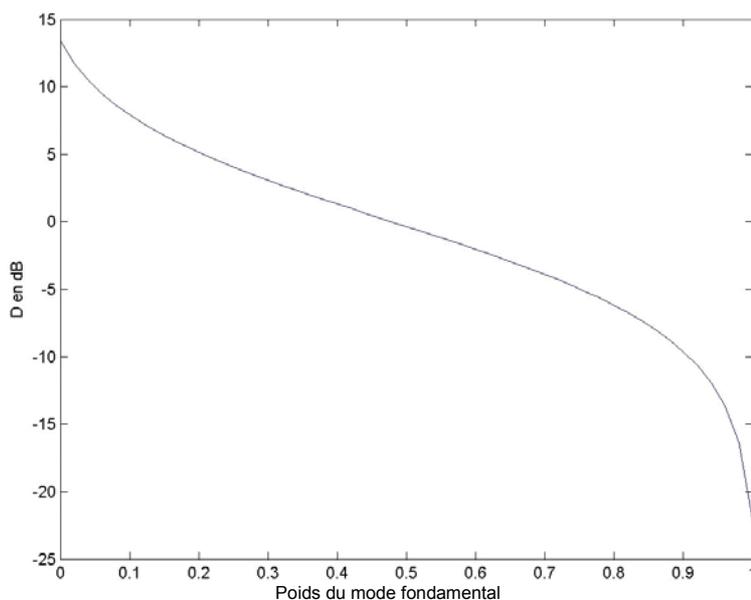


Figure IV. 23 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000\text{nm}$ pour la fibre 11_04

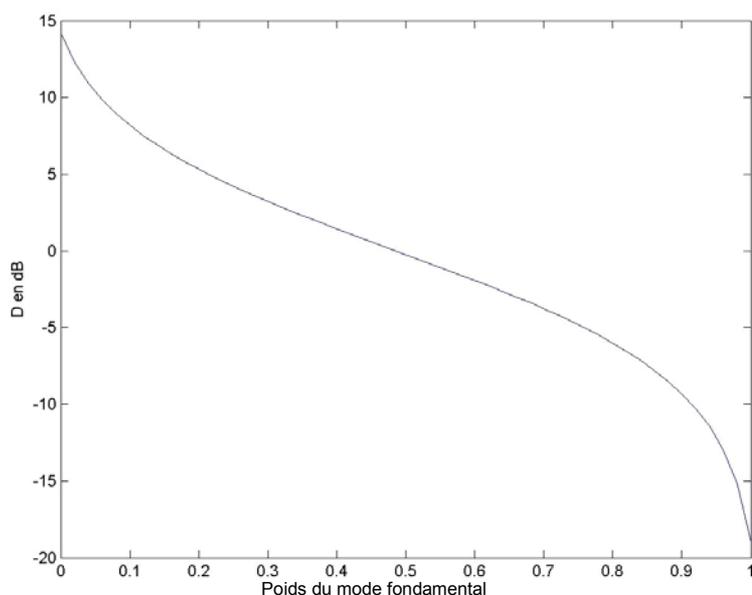


Figure IV. 24 : D en fonction du poids du mode fondamental à $\lambda = 1000\text{nm}$ pour la fibre 12_04

La valeur de D_{λ_c} (poids du mode fondamental=0,9775) est respectivement de -21,2 dB et de -18,3 dB pour les fibres 11_04 et 12_04.

Les commentaires que nous avons faits pour la fibre H015 demeurent valables. En particulier, si le critère de décision est fixé arbitrairement autour de -16 dB, le poids du deuxième mode dans le champ analysé reste très faible (<4%) c'est-à-dire très proche de celui recherché dans la norme ITU G650 pour déterminer λ_c . D'autre part, avec un poids du

deuxième mode égal à 0,2, on retrouve pour D, dans les deux fibres, la même valeur que dans la fibre H015, à savoir -5,5dB. Même si ce critère de décision est moins stricte et moins judicieux que le critère de la norme ITU G650, il peut apparaître, sous réserve de vérifications plus exhaustives avec d'autre FMAS RTI, comme étant plus universel.

Dans la partie expérimentale de nos travaux nous continuerons cependant à prendre en considération le critère sur D relatif à la norme ITU G650, et à fixer λ_c lorsque $D_{\lambda_c} = -16,4$ dB.

Dans cette partie de l'étude, nous avons présenté un logiciel que nous avons conçu et validé, capable de simuler le filtrage azimutal du champ lointain émergent d'un tronçon de fibre à caractériser. Nous avons d'abord retrouvé avec ce logiciel le critère de décision D_{λ_c} correspondant à l'application de la norme ITU G650 pour la détermination de λ_c dans les fibres standard, et déjà déterminé par des calculs analytiques.

Nous avons ensuite appliqué ce logiciel au cas de FMAS RTI à petit cœur et nous avons montré que le critère de décision D_{λ_c} est fonction de la fibre considérée et de l'extension des modes dans la fibre. Cependant, la grande sensibilité de D au poids du deuxième mode lorsque celui-ci est petit doit permettre, même avec une valeur de D_{λ_c} légèrement différente de la valeur exacte, de déterminer λ_c par la mesure avec une précision suffisante.

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux obtenus avec les fibres 11_04, 12_04 et H015.

IV Résultats expérimentaux et discussion

IV.1 Mise en œuvre de la méthode d'analyse azimutale du champ lointain en sortie de FMAS RTI

Le dispositif expérimental est celui déjà décrit figure IV.3.

La source est un laser Titane:Saphir accordable dans la plage [700nm-1000nm]. Cette source est polarisée rectilignement. La longueur de cohérence est de 7,5 mm. Nous utilisons une fibre intermédiaire monomode à 633 nm entre la source et la fibre sous test qui transmet le flux lumineux issu de la source vers la fibre sous test. Pour exciter équitablement les modes guidés, les deux fibres sont maintenues l'une en face de l'autre avec un décalage

pour que les intégrales de recouvrement entre le mode de la fibre excitatrice et les modes de la fibre sous test soient non nulles. Ce réglage permet d'obtenir une excitation ne favorisant aucun mode guidé dans la fibre sous test. La distance fibre-fente est de quelques centimètres. Pour s'affranchir du chromatisme des optiques qui seraient nécessaires pour focaliser le champ traversant la fente sur ce détecteur, on choisit de placer derrière cette fente un miroir concave métallique. La lumière réfléchiée par le miroir est collectée à l'aide d'une fibre multimode à gros cœur (diamètre 200 μm).

Le détecteur utilisé est un détecteur large bande (InGaAs refroidi), bas bruit, et de grande sensibilité ($0,9 \cdot 10^8$ V/W).

Le signal électrique délivré par le détecteur est traité par un analyseur de spectre HP 3561 à transformée de Fourier rapide. C'est un appareil basse fréquence (0 à 100 kHz) possédant une grande dynamique (80 dB) et une haute résolution (125 μHz).

IV.2 Evaluation de λ_c dans la fibre 11_04

La première fibre pour laquelle nous mesurons λ_c est la fibre 11_04. Le tronçon de la fibre mesure deux mètres, comme le préconise la norme ITU G650.

Avant la mesure proprement dite, nous avons réalisé l'image du champ proche en sortie de cette fibre à deux longueurs d'onde (633 nm et 1550 nm). La fibre apparaît clairement multimode à $\lambda=633$ nm car nous voyons un speckle attestant la superposition cohérente de plusieurs modes guidés. Par contre à 1550 nm, la fibre semble monomode car nous observons un spot homogène insensible aux conditions d'injection. Mais nous avons vu précédemment que cette méthode est peu fiable. Elle permet juste de faire des prévisions qualitatives sur les résultats attendus de nos mesures à ces longueurs d'onde.

A l'aide du banc de mesure nous relevons plusieurs spectres du signal détecté pour chaque longueur d'onde. La figure IV.25 montre un exemple de spectre à $\lambda=860$ nm.

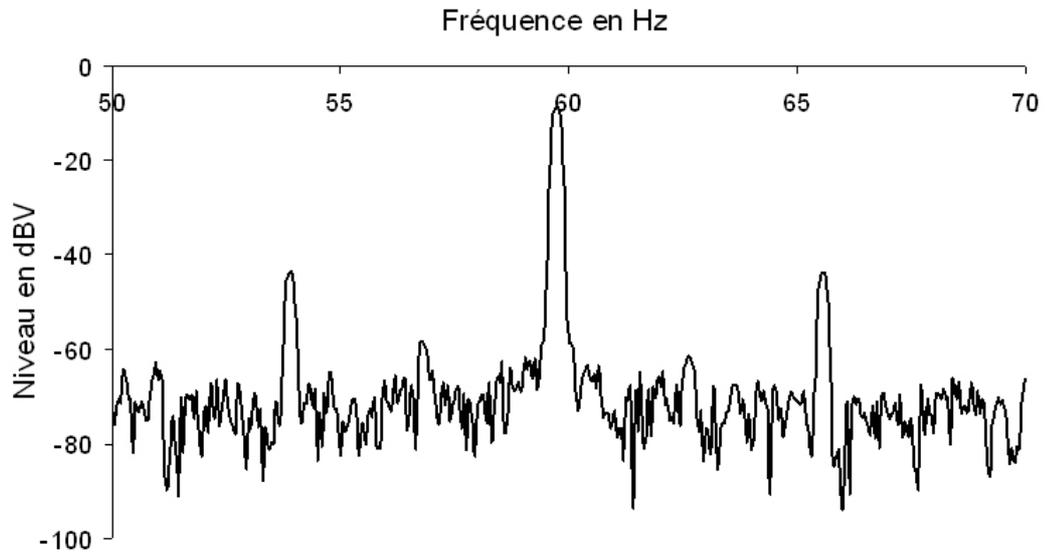


Figure IV. 25 : spectre relevé à l'analyseur de spectre électrique pour la fibre 11_04 à 860nm

Trois raies sortent du bruit : la raie principale et les deux raies latérales qui se situent respectivement, comme nous l'avons indiqué précédemment, à 60 Hz, 55 Hz et 65 Hz. L'amplitude des raies pour $f=60$ Hz et 65 Hz est respectivement égale à -9 dBV et -43 dBV ce qui correspond à une valeur de D égale à -14 dB. Cette valeur de D est nettement supérieure à D_{λ_c} calculée à 900 nm, qui est de l'ordre de -21dB. Ceci indiquerait qu'au sens de la norme ITU G650, la fibre 11_04 n'est pas monomode à 860 nm. Cependant, d'après la courbe de la figure IV.24 très proche de celle qui serait obtenue à 860 nm, le deuxième mode ne porte que 4% de la lumière émergente. D'autre part il faut noter que tout défaut d'alignement dans le dispositif de mesure entre fibre sous test, filtre azimutal et miroir concave peut avoir pour conséquence de créer une modulation indésirable du signal détecté, à deux fois la fréquence de rotation de la fente. Cela signifie que la modulation mesurée par l'intermédiaire de D peut être entachée d'une erreur difficile à évaluer. Ainsi malgré les soins apportés au réglage du banc, et compte tenu de la grande sensibilité de D aux faibles modulations, il se peut que ces imperfections d'alignement suffisent à faire passer D de moins de -21 dB (critère de décision théorique) à -14 dB. Il est donc difficile de conclure sur le caractère monomode ou multimode de la fibre à 860 nm.

Nous avons mesuré D sur toute la plage spectrale autour de 860 nm. Les résultats expérimentaux sont présentés à la figure IV.26.

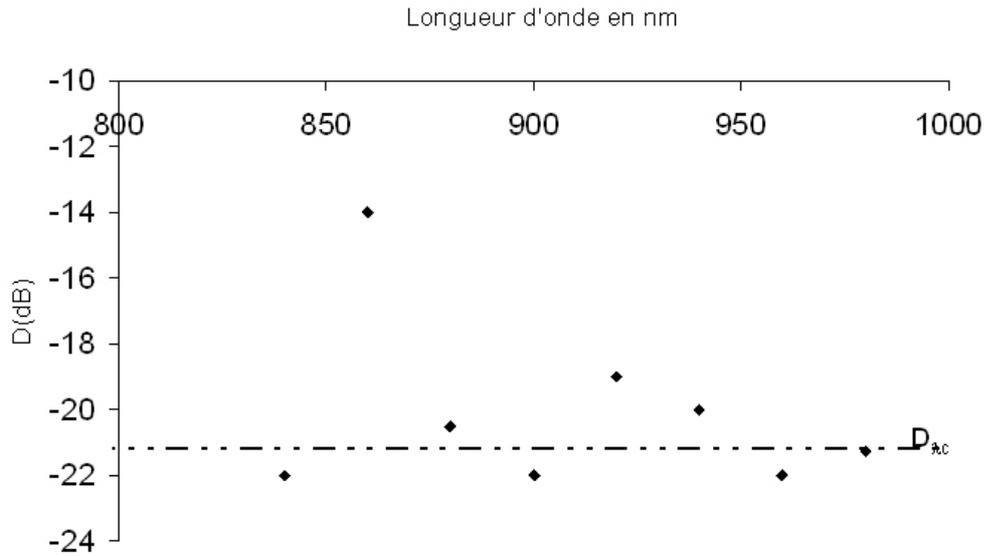


Figure IV. 26 : variation de D en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 11_04

Les valeurs de D trouvées sont toutes inférieures aux -14dB obtenus à 860 nm , en particulier une à -22 dB pour $\lambda=850\text{ nm}$. Ceci confirmerait le caractère monomode de la propagation au dessus de cette longueur d'onde.

Les mesures sur la fibre 11_04 sont difficiles à interpréter. Pour approfondir notre analyse, nous allons réaliser une mesure sur un tronçon de la fibre 12_04 qui est semblable à la fibre 11_04.

Comme pour la fibre 11_04, nous avons réalisé l'image du champ proche émergent de cette fibre aux longueurs d'onde de 633 nm et 1550 nm . Elle apparaît multimode à 633 nm et monomode à 1550 nm , comme la fibre 11_04, ce qui peut s'expliquer par leurs paramètres géométriques (pas et diamètre de trous) très proches.

La figure IV.27 montre les variations de D en fonction de la longueur d'onde dans la fibre 12_04. La valeur D_{λ_c} a été tracée en semi-pointillé sur ce graphe.

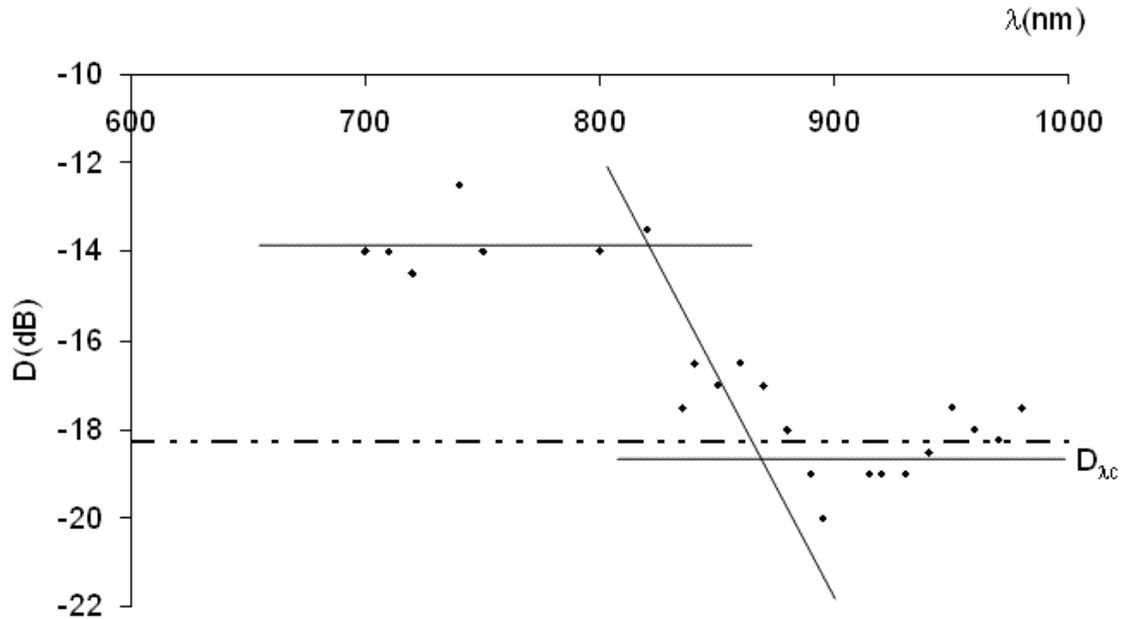


Figure IV. 27 : variation de D en fonction de la longueur d'onde pour la fibre 12_04

La courbe de la figure IV.27 peut se décomposer en trois secteurs. Dans le premier, sur la plage [700-820 nm], les valeurs de D trouvées sont de l'ordre de -14 dB c'est-à-dire sensiblement au dessus de D_{λ_c} qui vaut ≈ -18 dB. Dans le deuxième secteur (plage [820-880 nm]) D chute nettement jusqu'à des valeurs inférieures à D_{λ_c} . Enfin, au-delà de 880 nm, D prend des valeurs qui restent proches de D_{λ_c} . Les basses valeurs de D mesurées au dessus de 900 nm nous permettent de penser qu'il n'y a pas de modulation parasite dans le signal, engendrée par un désalignement du banc de mesure. L'observation de l'allure de la courbe $D=f(\lambda)$ suggère clairement que la coupure du deuxième mode intervient dans la plage (820-880)nm. Cependant, on relève un écart relativement faible (≈ 6 dB) entre les valeurs de D dans la bande de fonctionnement monomode alors qu'elle atteint plusieurs dizaines de dB dans le cas des fibres conventionnelles. Par exemple, dans la référence [96] les auteurs obtiennent une chute de D de 25 dB au franchissement de la coupure dans une fibre monomode à 1300 nm.

Nous avons suivi la même démarche pour rechercher λ_c dans la fibre H015. L'imagerie en champ proche montre que cette fibre est multimode à 633 nm et monomode à 1550 nm.

La figure IV.28 montre les variations de D en fonction de la longueur d'onde ainsi que la valeur de D_{λ_c} calculée à $\lambda=1000$ nm.

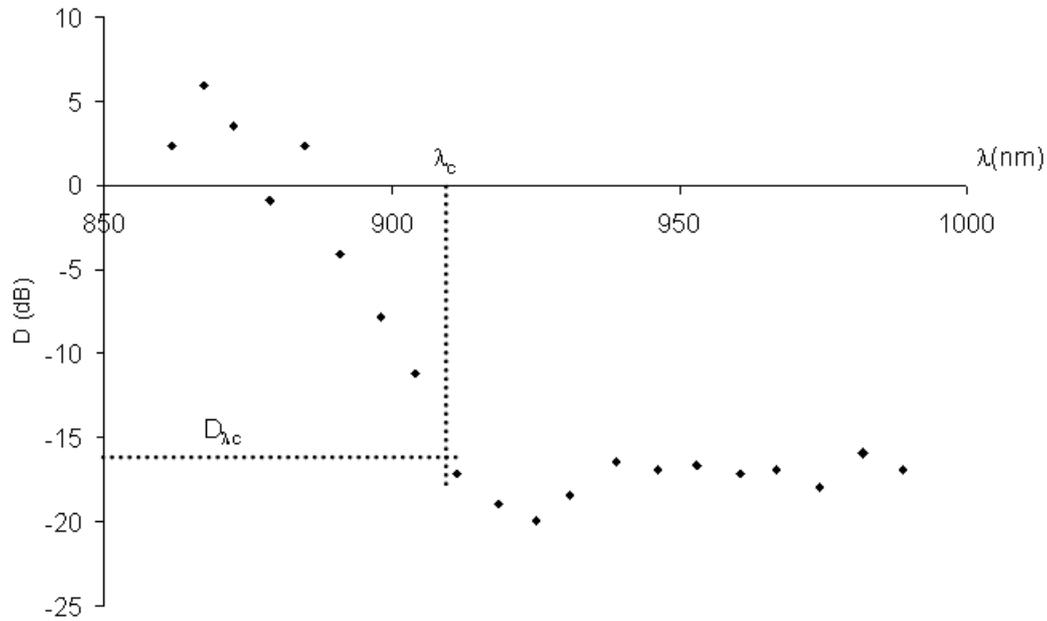


Figure IV. 28 : courbe de D en fonction de la longueur d'onde mesurée pour la fibre H015

Sur la figure IV.28, nous observons la même allure de la courbe spectrale de D que pour la fibre 12_04 à savoir trois secteurs bien distincts : deux plateaux aux courtes et aux grandes longueurs d'onde de la bande de mesure, avec une transition franche entre les deux. Plusieurs remarques s'imposent. Aux grandes longueurs d'onde, D reste inférieur à D_{λ_c} ce qui atteste du fonctionnement monomode de la fibre. Aux courtes longueurs d'onde, D vaut aux environs de 3 dB, c'est-à-dire qu'il n'y a aucun doute sur le caractère multimode de la propagation à ces longueurs d'onde ($D \gg D_{\lambda_c}$). Enfin, le franchissement de la coupure est très net avec une chute de D de près de 20 dB. La longueur d'onde de coupure de la fibre H015 se situe vers 900 nm.

Il est difficile d'expliquer les allures différentes des courbes $D(\lambda)$ obtenues avec les trois fibres 11_04, 12_04 et H015. λ_c dans la fibre H015 est clairement identifié à 900 nm avec une chute abrupte de D à la coupure. Dans la fibre 12_04, λ_c se situe vers 850 nm mais la chute de D est beaucoup moins nette. Il est logique que λ_c se situe à une longueur d'onde plus basse pour cette fibre que pour la fibre H015 car sa proportion d'air dans la gaine est plus faible (0,8 au lieu de 0,92) alors que les tailles de cœur restent comparables. En suivant le même raisonnement, comme la proportion d'air dans la gaine de la fibre 11_04 est encore plus faible ($\approx 0,7$), λ_c pour cette fibre est probablement inférieur à 800 nm, ce qui explique que λ_c n'a pu être décelée par notre mesure sur la bande spectrale considérée. La mesure n'a pu être

faite à des longueurs d'onde inférieures car nous ne disposons pas de source accordable suffisamment brillante pour cette mesure.

Pour expliquer la différence de dynamique entre la mesure de λ_c sur la fibre H015 (≈ 20 dB) et sur la fibre 12_04 (≈ 6 dB), on peut invoquer le fait que la gaine de cette fibre est constituée de quatre couronnes (figure II.6) de trous alors que la gaine de la fibre H015 n'en compte que trois (figure II.6). On a déjà remarqué que dans les fibres comportant plus de couronnes de trous, les modes qui franchissent leur coupure restent "guidés à fuite" sur une plus grande longueur. Ainsi il se peut que le deuxième mode de la fibre 12_04, reste piégé dans la gaine microstructurée jusqu'à l'extrémité du tronçon de deux mètres alors qu'il a pu être évacué dans la gaine de silice de la fibre H015. La présence des modes guidés à fuite excités dans la fibre 12_04 peut expliquer la chute de dynamique observée. Cette dernière peut aussi s'expliquer par le fait que les modes guidés dans la fibre 12_04 soient localement déformés (comme cela a été démontré au chapitre III) ce qui a pour conséquence d'augmenter les raies à $f_h \pm 2f_r$.

La longueur d'onde d'extinction du deuxième mode (λ_e) dans les fibres standard dépend fortement du conditionnement de ces fibres et en particulier du rayon de courbure [96]. Nous avons mesuré λ_e pour le tronçon de deux mètres de la fibre H015, en fonction du rayon de courbure appliqué (fibre enroulée sur un tour autour d'un support cylindrique). Les résultats sont présentés à la figure IV.29, en fonction de l'inverse du rayon de courbure.

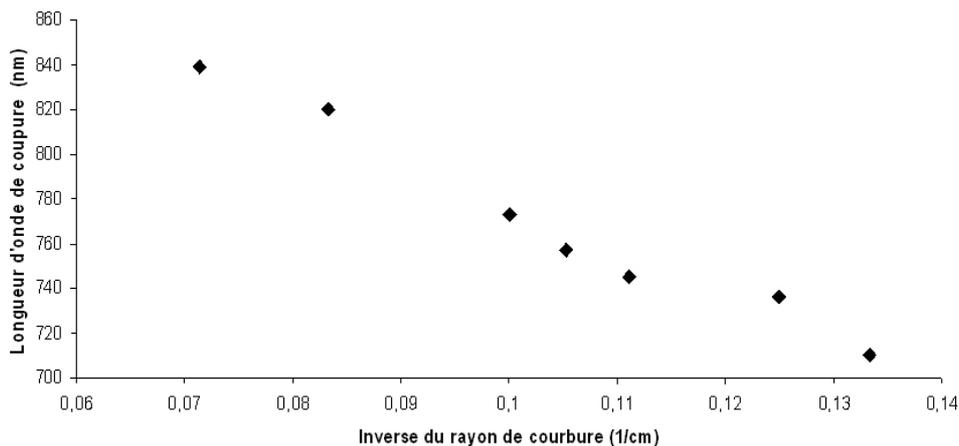


Figure IV. 29 : longueur d'onde d'extinction du 2^{ème} mode dans la fibre H015 en fonction de l'inverse du rayon de courbure

Les rayons de courbure sont compris entre 7,5 cm et 14 cm. D'après la figure IV.29, la longueur d'onde d'extinction du second mode diminue lorsque le rayon de courbure diminue. La courbure de la fibre accentue la fuite des modes qui ont les pertes de confinement

les plus élevées vers la silice entourant la gaine microstructurée. Ces modes ne sont alors plus guidés. A partir d'un certain rayon de courbure très petit, même le mode fondamental n'est plus guidé. Ce cas de figure ne se présente pas dans notre expérience car la FMAS RTI étudiée possède une proportion d'air très élevée dans la gaine et le mode fondamental reste confiné dans le cœur pour toutes les courbures appliquées.

La décroissance de λ_c par rapport à l'inverse du rayon de courbure apparaît linéaire. Ce comportement a déjà été remarqué dans le cas de fibres conventionnelles [96].

On sait qu'il est toujours possible de définir une fibre à saut d'indice équivalente à une FMAS RTI donnée, à une longueur d'onde donnée. La sensibilité à la courbure de la FMAS RTI est alors comparable à celle de la fibre à saut équivalente. Donc à une longueur d'onde donnée, le deuxième mode fuit dans la gaine pour le même rayon de courbure que dans la fibre à saut équivalente. Mais, à une longueur d'onde plus courte, il faut considérer une fibre à saut équivalente avec une ouverture numérique moindre. La sensibilité aux courbures devient plus importante ce qui signifie que le rayon de la courbure à appliquer pour faire fuir le deuxième mode n'est pas nécessairement plus faible que le précédent. Finalement on devrait s'attendre à trouver une courbe de la figure IV.29 avec une forte pente : une faible variation de λ_c est associée à une faible variation de rayon de courbure. Cependant, si l'on se souvient de la très forte proportion d'air dans la fibre H015, on sait que les modes y sont fortement confinés. Cela signifie que λ_c est moins sensible à la courbure que dans une FMAS RTI à plus faible proportion d'air. Finalement, la combinaison de ces deux arguments contradictoires amène à la variation "moyenne" montrés à la figure IV.29.

Dans la référence [96], on montre que l'évolution de λ_c par rapport à l'inverse du rayon de courbure est aussi linéaire pour une fibre quadruple gaine. λ_c varie linéairement de 115 nm lorsque le rayon de courbure de la fibre quadruple gaine augmente de 7,5 cm ($1/7,5 \text{ cm}=0,1333 \text{ cm}^{-1}$) à 12 cm ($1/12 \text{ cm}=0,08333 \text{ cm}^{-1}$). Dans le cas de la fibre H015, λ_c décroît de 110 nm (de 820 nm pour un rayon égal à 12 cm à 710 nm pour un rayon de 7,5 cm). De manière fortuite, cette décroissance est tout à fait comparable à celle observée dans la fibre à quadruple gaine.

Comme prévu, pour que la pente de λ_c soit la même dans les deux fibres, il faut que la FMAS RTI ait une plus grande ouverture numérique (quelle que soit λ) que la fibre à quadruple gaine, ce qui est le cas.

V Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les principes de plusieurs méthodes mises en œuvre pour la mesure de la longueur d'onde de coupure du second mode dans le cas de fibres conventionnelles. A cause des caractéristiques de propagation particulières des FMAS RTI, les méthodes usuelles ne peuvent pas être appliquées à ce type de fibre. Nous avons montré qu'en revanche une méthode basée sur le filtrage azimutal du champ lointain, imaginée par P. Facq et al. [95], peut permettre de mesurer λ_c dans les FMAS RTI.

Le principe de la méthode est de filtrer, à l'aide d'une fente tournante, le champ lointain issu de la fibre sous test et d'analyser le spectre du signal détecté en aval du filtre.

Le critère de détermination de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode dans les fibres standard est fixé par la méthode normalisée ITU G650. λ_c est la longueur d'onde à laquelle le champ émergent d'un tronçon de deux mètres comprend une proportion de 97,75 % du mode fondamental et de 2,25 % du mode d'ordre supérieur lorsque les deux modes sont équitablement excités en entrée. Pour appliquer ce critère à notre méthode, nous introduisons une variable D calculée à partir de l'amplitude des raies du spectre du signal détecté. On montre que $D = -16,4$ dB à $\lambda = \lambda_c$ pour les fibres conventionnelles. Pour trouver la valeur de ce critère dans le cas des FMAS RTI, le calcul analytique n'est pas possible. Nous avons donc développé une méthode numérique que nous avons validée. Nous avons enfin pu déterminé D_{λ_c} pour les FMAS RTI que nous allons tester.

λ_c a été mesurée dans trois FMAS RTI par la méthode du filtrage azimutal. La fibre 11_04 semble monomode sur toute la plage de mesures. Pour les fibres 12_04 et H015, λ_c a été repérée grâce à une chute du paramètre D autour de cette longueur d'onde. La plus faible dynamique de mesure pour la fibre 12_04 (6 dB au lieu de 20 dB pour la fibre H015) est attribuée au fait que les modes à fuite excités dans la gaine microstructurée à quatre couronnes de trous n'ont pas été totalement évacués en bout de tronçon. Au contraire, la fibre H015 qui ne comporte que trois couronnes de trous permet de les évacuer plus rapidement.

Enfin nous avons observé que la longueur d'onde d'extinction du deuxième mode dans la fibre H015 à forte proportion d'air décroît linéairement en fonction de l'inverse du rayon de courbure. La pente est la même que dans une fibre à quadruple gaine d'ouverture numérique beaucoup plus faible. Ceci s'explique en considérant la courbure des fibres à saut équivalentes, dont la différence d'indice évolue en fonction de la longueur d'onde.

Nous avons donc montré, à travers quelques exemples, que la méthode du filtrage azimutal est tout à fait indiquée pour déterminer λ_c dans des FMAS RTI ayant un rapport $d/\Lambda > 0,35$.

Conclusion générale

Les caractéristiques de propagation originales des fibres microstructurées à réflexion totale interne air silice (FMAS RTI) sont particulièrement attractives pour de nombreuses applications, en particulier dans les domaines des télécommunications et de l'optique non linéaire. Mais, pour que les FMAS RTI puissent remplir les fonctions attendues, il est indispensable que leurs caractéristiques soient parfaitement en accord avec le cahier des charges prévu. En particulier, la biréfringence, la dispersion chromatique et le domaine spectral de propagation monomode sont très sensibles aux paramètres opto-géométriques des fibres. La compréhension des liens existant entre ces caractéristiques et la géométrie des fibres réelles (en tenant compte des imperfections) est indispensable pour faire progresser les techniques de fabrication notamment. Ceci constitue le thème central des résultats du travail présenté dans ce manuscrit.

Nous avons limité notre étude aux FMAS guidant par réflexion totale interne (RTI), certaines étant à petit cœur (le diamètre moyen du cœur est compris entre 2,6 et 2,8 μm , le diamètre des trous entre 1,5 et 2 μm et le pas entre 2 et 2,4 μm) et d'autres à grand pas (pas > 3 μm). Nos travaux ont porté sur sept fibres fabriquées soit à l'IRCOM (fibres à petit cœur : 10_04, 11_04 et 12_04, fibre à grand pas : 08_03 et 09_04) soit à Alcatel (fibres à petit cœur : H008 et H015). Toutes ces fibres ont été fabriquées pour présenter une symétrie de $\pi/3$, c'est-à-dire que la plus meilleure régularité possible a été recherchée.

Cependant nous avons mesuré de fortes valeurs de biréfringence de groupe comprises entre $3 \cdot 10^{-4}$ et $1,4 \cdot 10^{-3}$ pour des fibres à petit cœur et nous en avons recherché l'origine (forme ou contrainte). Des calculs, basés sur la méthode des éléments finis (MEF), ont permis de connaître la biréfringence de phase et la biréfringence de groupe des fibres sous test à partir de leur section droite réelle. Bien que seule la biréfringence de forme ait été prise en compte dans nos calculs, nos résultats se sont avérés être en excellent accord avec les mesures (l'incertitude relative varie de 8% pour la fibre 11_04 à 20 % pour la fibre 12_04). Même si la géométrie de la section droite semble suffisante pour expliquer à elle seule les fortes valeurs de biréfringence mesurées, nous avons vérifié en soumettant les fibres à divers traitements à haute température que le rôle d'éventuelles contraintes était tout à fait négligeable. Enfin, l'étude théorique de l'influence de défauts géométriques sur la biréfringence de phase a été menée. Nous avons montré que des variations micrométriques voire nanométriques du diamètre, de la position ou de la forme d'un ou plusieurs trous pouvaient expliquer les biréfringences relevées dans les FMAS RTI. Nous avons aussi mis en évidence que l'évolution spectrale de la biréfringence de phase de la fibre réelle et celle de la

fibre équivalente, affectée d'un seul défaut qui induit la même biréfringence de phase que la fibre réelle, sont les mêmes sur toute la plage spectrale étudiée ([900-1600nm]).

La biréfringence de FMAS RTI à grand pas a également été étudiée. Bien que ces fibres ne présentent pas de qualités géométriques supérieures à celles des fibres à petits pas, des niveaux de biréfringence beaucoup plus faibles (1 à 2 ordres de grandeur) ont été relevés. Cela nous a permis de mettre en évidence que ce n'est pas uniquement l'amplitude du défaut qui doit être prise en compte, mais l'amplitude de l'interaction de ce défaut avec le champ guidé.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés à la dispersion chromatique en régime monomode. Nous avons adapté un banc de mesure, basée sur une méthode interférométrique, dont la précision spectrale et la résolution sont respectivement égales à 3 nm et 25 nm. La dispersion est mesurée sur une bande spectrale approximativement comprise entre 1000nm et 1700nm. Les valeurs de dispersion chromatique sont déterminées à ± 3 ps/(km.nm).

A l'aide de ce banc, la dispersion chromatique de quatre FMAS RTI (09_03, H008, 11_04 et 12_04) a été mesurée. Ces résultats de mesure sont en très bon accord avec ceux issus des calculs menés à partir de la section droite réelle. Avec l'exemple de la fibre H008, nous avons montré qu'il est indispensable de considérer les sections droites réelles pour prédire correctement la dispersion chromatique des FMAS RTI. Nous avons aussi vérifié que le zéro de dispersion chromatique d'une FMAS RTI peut être décalé vers les courtes longueurs d'onde. Le zéro de dispersion de la fibre 09_03 se situe à 1230 nm. L'extrapolation des courbes de mesure obtenues montre que le zéro se situe vers 700 nm pour les fibres 12_04 et H008 et vers 800 nm pour la fibre 11_04. Le décalage vers les courtes longueurs d'onde est d'autant plus important que la proportion d'air est élevée et que la taille du cœur est petite. Nous avons également montré, grâce à la mesure de la dispersion de deux tronçons de la fibre 12_04 distants seulement de quelques mètres sur la bobine, l'extrême sensibilité aux légères fluctuations des paramètres géométriques de la dispersion chromatique.

Enfin, dans le quatrième et dernier chapitre, nous avons évalué la pertinence d'une méthode de détermination de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode (λ_c) par une méthode d'analyse azimutale du champ lointain, appliquée aux FMAS RTI. Il a notamment été nécessaire d'adapter le critère de détermination de λ_c issu de la norme ITU G650 aux FMAS RTI. Pour cela, nous avons développé une méthode numérique, préalablement validée pour une fibre conventionnelle. λ_c a été mesurée dans trois FMAS RTI à petit cœur (H015,

11_04 et 12_04). Elle a été évaluée à 900 nm pour un échantillon de la fibre H015. Pour la fibre 12_04, une dégradation de la dynamique de la mesure n'a pas permis une détermination aussi précise. λ_c n'a pu être estimée qu'avec une incertitude de ± 30 nm autour de 850 nm. Elle se situe dans la plage spectrale [820-880nm]. En ce qui concerne la fibre 11_04, la longueur d'onde de coupure semble se situer en dessous de notre bande spectrale de mesure, aucune transition n'ayant été observée dans notre plage d'analyse. La localisation imprécise de λ_c dans la fibre 12_04 peut être expliquée par le fait que des modes à fuite réussissent à se propager dans la gaine microstructurée et sont par conséquent toujours présents à l'extrémité du tronçon. Ils semblent être mieux évacués dans le cas de la fibre H015 dont la section droite possède seulement trois couronnes. De plus, nous avons suggéré que la mesure pouvait être dégradée par des déformations locales de la fibre sous test, ce qui limiterait l'utilisation de cette méthode de mesure à des fibres suffisamment régulières pour que la répartition spatiale des modes guidés ne soit pas déformée.

Enfin, sur un échantillon de fibre H015, nous avons mis en évidence la décroissance linéaire de la longueur d'onde d'extinction (λ_e) par rapport à l'inverse du rayon de courbure de la fibre sous test. L'explication donnée demanderait cependant à être vérifiée par des mesures complémentaires, en particulier pour savoir si cette évolution linéaire est propre à cette fibre ou peut être généralisée à l'ensemble des FMAS RTI.

Références

-
- [1] 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, 1999
 - [2] YABLONOVITCH E., GMITTER T. J., LEUNG K. M., *Photonic band gap structures: the face-centered cubic case employing non-spherical atoms*, *Physical Review Letters*, vol. 67, n° 17, 1991
 - [3] BROENG J., BARKOU S.E., SONDERGAARD T., BJARKLEV A., *Analysis of air guiding photonic bandgap fibers*, *Optics letters*, vol. 25, n°2, 2000
 - [4] CANNING J., *Grating confinement in a photonic crystal fibre*, *Optics Communications*, vol.176, *Optics communications*, 2000
 - [5] ALBERT FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J.J., ANDRES P., ANDRES M.V., *Vector description of higher order modes in photonic crystal fibers*, *JOSA A*, vol.17, n°7, 2000
 - [6] PEYRILLOUX A., *Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques*, *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, p. 29, 2003
 - [7] BROENG J., BARKOU S.E., SONDERGAARD T., BARBEITO P.M., BJARKLEV A., *Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres*, *Journal of Optics A: Pure Applied optics*, vol. 1, 1999
 - [8] WEST J. A., FAJARDO J. C., GALLAGHER M. T., KOCH K. W., BORRELLI N. F., ALLAN D. C., *Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber*, *European Conference on Optical Communication, Munich*, 2000
 - [9] VENKATARAMAN N., GALLAGHER M. T., SMITH C. M., MÜLLER D., WEST J. A., KOCH K. W., FAJARDO J. C., *Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre*, *European Conference on Optical Communication, Copenhagen*, 2002
 - [10] OUZOUMOV D.G., AHMAD F.R., MULLER D., VANKATARAMAN N., GALLAGHER M.T., THOMAS M.G., SILCOX J., KOCH K.W., GAETA A.L., *Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic crystal band-gap fibers*, *Science* 301:1702-1704, 2003
 - [11] CREGAN R. F., MANGAN B. J., KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ROBERTS P. J., ALLAN D. C., *Single-mode photonic band gap guidance of light in air*, *Science*, vol. 285, 1999
 - [12] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M., *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*, *Optics Letters*, vol. 21, n° 19, 1996

-
- [13] KNIGHT J. C., BIRKS T. A., RUSSELL P. St. J., ATKIN D. M., *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata*, *Optics letters*, vol. 22, n° 7, 1997
- [14] BIRKS T. A., KNIGHT J. C., RUSSELL P. St. J., *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*, *Optics Letters*, vol. 22, n°. 13, 1997
- [15] BIRKS T. A., MOGILEVTSEV, KNIGHT J. C, RUSSELL P. St. J, BROENG J, *The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres*, *Optical Fiber Communication Conference, San Jose, California, 1998*
- [16] AUGUSTE J.L., B LONDY J.M, ROY J.M., *Technique de l'ingénieur, RE 43-1, 2005*
- [17] KNIGHT J.C, BIRKS T. A, RUSSELL P. St. J., DE SANDRO J.P., *Properties of photonic crystal fiber and the effective index model*, *JOSA A*, vol 15, n° 3, 1998
- [18] BRÉCHET F., MARCOU J., ROY P., *Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method*, *Optical fiber technology*, vol. 6, n° 2, 2000
- [19] MORTENSEN N.A., FOLKENBERG J.R., NIELSEN M.D., HANSEN K.P., *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*, *Optics letters*, vol. 28, n°20, 2003
- [20] SORENSEN T., BROENG J., BJARKLEV A., KNUDSEN E., BARKOU LIBORI S.E., *Macro-bending loss properties of photonic crystal fibre*, *Electronics letters*, vol. 37, n° 5, 2001
- [21] SAKAI J.I., KIMURA T., *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*, *Applied optics*, vol. 17, n°10, 1978
- [22] SAKAI J., *Simplified bending loss formula for single-mode optical fibers*, *Applied optics*, vol. 18, 1979
- [23] MORTENSEN N.A., *Effective area of photonic crystal fibers*, *Optics letters*, vol. 10, n°7, 2002
- [24] NIELSEN M.D., MORTENSEN N.A., ALBERTSEN M., FOLKENBERG J.R., BJARKLEV A., BONACINNI D., *Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers*, *Optics express*, vol 12, n° 8, 2004
- [25] SORENSEN T., BROENG J., BJARKLEV A., HANDSEN T.P., KNUDSEN E., BARKOU LIBORI S.E., SIMONSEN H.R., JENSEN J.R., *Spectral macro-bending loss considerations for photonic crystal fibres*, *IEE proceedings optoelectronics*, vol. 149, n°5-6, 2002
- [26] WHITE T.P., McPHEDRAN R.C, DE STERKE C.M., BOTTEN L.C., STEEL M.J., *Confinement losses in microstructured optical fibers*, *Optics letters*, vol. 26, n° 21, 2001

-
- [27] FINAZZI V., MONRO T.M., RICHARDSON D.J., *Small core silica holey fibers : nonlinearity and confinement loss trade-offs*, *Journal of optical society of America, part B*, vol. 20, n° 7, 2003
- [28] KUHLMEY B.T., McPHEDRAN, DeSTERKE C.M., *Modal cutoff in microstructured optical fibers*, *Optics letters*, vol. 27, n°19, 2002
- [29] FOLKENBERG J.R., MORTENSEN N.A., HANSEN K.P., HANSEN T.P., SIMONSEN H.R., JAKOBSEN C., *Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers*, *Optics letters*, vol. 28, n°20, 2003
- [30] LOURADOUR F., *cours d'Optique enseigné dans le cursus du Diplôme d'Etudes Approfondies de télécommunications hautes fréquences et optiques*, *Faculté des Sciences, Université de Limoges*, 2002
- [31] OKOSHI T., *Optical Fibers*, *Academic Press, Tokyo*, 1982
- [32] MARCOU J., PAGNOUX D., BLONDY J.M., ROY P., *Chapitre 5 : fibres optiques spéciales*, *Ouvrage "physique et technologie des fibres optiques", traité "électronique, Génie électrique et microélectronique"*, p. 233-274, édition Hermès (octobre 2003)
- [33] SANSONETTI P., *modal dispersion in single-mode fibres : simple approximation issued from mode spot size spectral behaviour*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, n°1, 1982
- [34] PASK C., *Physical interpretation of Petermann's strange spot size for single mode fibres*, vol.20, n°3, 1984
- [35] AUGUSTE J. L., JINDAL R., BLONDY J. M., CLAPEAU M., MARCOU J., DUSSARDIER B., MONNOM G., OSTROWSKY D.B., PAL B.P., THYAGARAJAN K., - *1800 ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 micrometer in dual concentric core fibre*, *Electronics letters*, vol. 36, 2000
- [36] LI Y.W., HUSSEY C., BIRKS T.A., *Triple clad single mode fibers for dispersion shifting*, *Journal of lighthwave technology*, vol.11, n°1, 1993
- [37] FRANCOIS P.L., ALARD F., BAYON J.F., *Design of monomode quadruple clad fibres*, *Electronics letters*, vol. 20, n°17, 1984
- [38] BIRKS T.A., WADSWORTH W.J., RUSSEL P.St.J, *Supercontinuum generation in tapered fibers*, *Optics letters*, vol.25, n°19, 2000
- [39] RANKA J.K., WINDELER R.S., STENTZ A.J., *Optical properties of high delta air-silica microstructure optical fibers*, *Optics letters*, vol. 25, n°11, 2000

-
- [40] RANKA J.K., WINDELER R.S., STENTZ A.J., *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*, *Optics letters*, vol. 25, n°1, 2000
- [41] CHAMPERT P.A., COUDERC V., LEPROUX P., FEVRIER S., TOMBELAINE V., LABONTE L., ROY P., FROELHY C., NERIN P., *White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system*, *Optics express*, vol. 12, n°19, 2004
- [42] KNIGHT J.C., ARRIAGA J., BIRKS T.A., ORTIGOSA BLANCH A., WADSWORTH W.J., RUSSEL P. St J., *Anomalous dispersion in photonic crystal fiber*, *IEEE photonics technology letters*, vol. 12, n° 7, 2000
- [43] KUHLMAY B.T., WHITE T.P., RENVERSEZ G., MAYSTRE D., BOTTEN L.C., DE STERKE C.M., MCPHEDRAN R., *Multipole method for microstructured optical fibers I formulation* *Journal of optical society of America, part B*, vol. 19, n° 10, 2002
- [44] HANSEN P., JENSEN J.R., JACOBSEN C., SIMONSEN H.R., BROENG J., SKOVGAARD M.W., PETERSSON A., BJARKLEV A., *Optical fiber communication*, Anaheim, Californie, 2002
- [45] MOGILEVTSEV D., BIRKS T.A., RUSSEL P. St J., *Group velocity dispersion crystal fibers*, *Optics letters*, vol 23, n°21, 1998
- [46] FUSISAWA T., KOSHIBA M., *Finite element characterization of chromatic dispersion in nonlinear holey fibers*, *Optics express*, vol 11, n°13, 2003
- [47] KUBOTA H., SUZUKI K., KAWANISHI S., NAKASAWA M., TANAKA M., FUJITA M., *Low-loss, 2 km long photonic crystal fiber with zero GVD in the near IR suitable for picosecond pulse propagation at the 800 nm band*, *Conference on lasers and electro-optics*, Baltimore, Maryland, 2001
- [48] OUZOMOV D., HOMOELLE D., ZIPFEL W., WEBB W. W., GAETA A.L., WEST J.A., FAJARDO J.C., KOCH K.W., *Dispersion measurements of microstructured fibers using femtosecond laser pulses*, *Optics communications* 192, 2001
- [49] FERRANDO A., SILVESTRE E., MIRET J.J., ANDRES P., *Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibres*, *Optics letters*, vol. 25, n°11, 2000
- [50] WANG X., KIKUCHI K., TAKUSHIMA Y., *Analysis of dispersion-managed optical fiber transmission system using non-return-to-zero pulse format and performance restriction from third-order dispersion*, *IEICE Transaction of Electronics*, vol. E82-C, n° 8, 1999

-
- [51] REEVES W.H., KNIGHT J.C., RUSSEL P. St J., *Demonstration of ultra-flatnened dispersion in photonic crystal fibers*, *Optics express*, vol. 10, n°14, 2002
- [52] BIRKS T.A., MOGILEVTSEV D., KNIGHT J.C., RUSSEL P. St J., *dispersion compensating using single materials*, *IEEE photonics technology letters*, vol. 11, n°6, 1999
- [53] MARCOU J., PAGNOUX D., BLONDY J.M., BRECHET F., AUGUSTE J.L., *Management of the chromatic dispersion in three recently studied optical fibers*, *Photonics 2000, Calcutta, 2000*
- [54] McISSAC P.R., *Symmetry-induced modal characteristics of uniform waveguides I : summary and results*, *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 23, n°5, 1975
- [55] GUOBIN R., ZHI W., SHUQIN L., SHUISHENG J., *Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers*, *Optics express*, vol. 11, n°11, 2003
- [56] HUARD S., *polarisation de la lumière*, édition MASSON, ISBN : 2-225-84300-7
- [57] BOUQUET G., *Compréhension de la biréfringence et du couplage de mode de polarisation dans les fibres de télécommunication*, *Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris, 2005*
- [58] GISIN N., PELLAUX J.P., *Polarization mode dispersion : time versus frequency domains*, *Optics communications*, vol. 6, n°3, 1988
- [59] NODA J., OKAMOTO K., SASAKI Y., *Polarization-maintaining fibers ans their applications*, *Journal of lightwave technology*, LT-4, 1986
- [60] SUZUKI K., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M., FUJITA M., *High speed bi-directional polarization division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarization-maintaining photonic crystal fibre*, *Electronics letters*, vol. 37, n°23, 2001
- [61] ISSA N.A., VAN EIJKELNBORG M.A., FELLEW M., COX F., HENRY G., LARGE M.C.J., *Fabrication and study of microstructured optical fibers with elliptical holes*, *Optics letters*, vol 29, n°12, 2004
- [62] FOLKENBERG J. R., NIELSEN M.D., MORTENSEN N.A., JAKOBSEN C., SIMONSEN H.R., *Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber*, *Optics Express*, vol.12, n°5, 2004
- [63] RITARI T., LUDVIGSEN H., WEGMULLER M., LEGRE M., GISIN N., FOLKENBERG J.R., NIELSEN M.D., *Experimental study of polarization properties of highly birefringent photonic crystal fibers*, *Optics express*, vol. 12, n°24, 2004

-
- [64] KOSHIBA M., SAITOH K., *Finite-element analysis of birefringence and dispersion properties in actual and idealized holey-fiber structures*, *Applied optics*, vol. 42, n°31, 2003
- [65] ORTIGOSA-BLANCH A., KNIGHT J.C., WADSWORTH W.J., ARRIAGA J., MANGAN B.J., BIRKS T.A., RUSSELL P.St.J., *Highly birefringent photonic crystal fibers*, *Optics letters*, vol. 25, n°18, 2000
- [66] HUARD S., *polarisation de la lumière*, édition MASSON, ISBN : 2-225-84300-7
- [67] ZHANG P.G., IRVINE-HALLIDAY D., *Measurement of the beat length in high-birefringent optical fiber by way of magneto-optic modulation*, *Journal of lightwave technology*, vol. 12, n° 4, 1994
- [68] PALAVICINI CHAM C.A., *Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2004
- [69] CHAPELEAU X., *Réflectométrie en lumière incohérente : synthèse expérimentale de réseaux de Bragg fibrés*, Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2004
- [70] PEYRILLOUX A., *Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, p. 57, 2003
- [71] PEYRILLOUX A., *Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, p. 78, 2003
- [72] LESVIGNE C., *Nouvelles structures de fibres optiques non linéaires adaptées au pompage multipoint*, Mémoire de Master Recherche 2^{ème} année, 2005
- [73] ISSA N., VAN EIJKOLENBONG M.A., FELLEW M., COX F., HENRY G., LARGE C.J.M., *Fabrication and study of microstructured optical fibers with elliptical holes*, *Optics express*, vol.12, n°21, 2004
- [74] SUZUKI K., KUBOTA H., KAWANISHI S., TANAKA M., FUJITA M., *Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber*, *Optics express*, vol.9, n°13, 2001
- [75] MICHIE A., CANNING J., LYTIKÄINEN K., ÅSLUND M., DIGWEE J., *Temperature independent highly birefringent photonic crystal fibre*, *Optics express*, vol. 12, n°21, 2004
- [76] SZPULAK M., MARTYNKIEN., URBANCZYK W., *Effects on hydrostatic pressure on phase and group biréfringence in microstructured holey fibers*, *Applied optics*, vol. 43, n° 24, 2004

-
- [77] ORTIGOSA-BLANCH A., DIEZ A., DELGADO-PINAR M., CRUZ J.L., ANDRES M.V., *Ultra-high birefringent nonlinear microstructured fiber*, *Photonics technology letters*, vol.16, 2004
- [78] STEEL M.J., OSGOOD R.M., *Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers*, *Journal of lightwave technology*, vol. 19, n°4, 2002
- [79] CHARTIER T., GREVERIE C., SELLE L., CARLUS L., BOUQUET G., MONTMORILLON L.A., *Measurement of the stress optic coefficient of single mode fibers using a magneto-optic method*, *Optics express*, vol.11, n° 20, 2003
- [80] COHEN L.G., LIN C., *Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers*, *Applied Optics*, vol. 16, n°12, 1977
- [81] LUTHER-DAVIES B., PAYNE D.N., GAMBLING W.A., *Evaluation of material dispersion in low loss phosphosilicate core optical fibres*, *Applied Communications*, vol. 13, n°1, 1975
- [82] PEYRILLOUX A., *Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques*, *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, p. 155, 2003
- [83] MAURY J., *Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique*, *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, 2004
- [84] CHAPELEAU X., *Réfectométrie en lumière incohérente : synthèse expérimentale de réseaux de Bragg fibrés*, *Thèse de doctorat, Université de Nantes*, p. 14, 2004
- [85] TOMBELAINE V., *Source laser à très large bande spectrale*, *rapport de DEA, Université de Limoges*, 2004
- [86] CAPPY A., GEIB J.M., ROBBE J.M., SALMER G., *Rapport d'activité de l'Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée (IRCICA)*, p. 69, 2001
- [87] PEYRILLOUX A., *Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques*, *Thèse de doctorat, Université de Limoges*, p. 173, 2003
- [88] BLONDY J.M., BLANC A.M., CLAPEAU M., FACQ P., *Azimuthal filtering technique for effective LP11 cutoff wavelength measurement in optical fibres*, *Electronics letters*, vol. 23, n°10, 1987

-
- [89] BRAGAVATULA V.A., LOVE W.F., KECK D.B., WESTWIG R.A., *Refracted power technique for cutoff wavelength measurement in single-mode waveguides, Electronics letters*, vol n°17, 1981
- [90] MURAKAMI Y., KAWANA A., TSUCHIYA H., *Cut-off wavelength measurements for single-mode optical fibres, Applied optics*, vol 18, n°7, 1979
- [91] MILLAR C.A., *Direct method of determining equivalent step-index profiles for monomode fibres, Electronics letters*, vol 17, n°13, 1981
- [92] KATO Y., KITAYAMA K., SEIKAI S., UCHIDA N., *Effective cutoff wavelength of the LP₁₁ mode in single-mode fiber cables, IEEE Journal of quantum electronics QE 17*, 1981
- [93] KATSUYAMA Y., TOKUDA M., UCHIDA N., NKAHARA M., *New méthode for measuring V-value of single mode optical fibre, Electronics letters*, vol. 12, 1976
- [94] BLANC A.M., *Nouvelle méthode de mesure de la longueur d'onde d'extinction du mode LP₁₁ des fibres optiques monomodes, Thèse de doctorat, Université de Limoges*, 1986
- [95] PAGNOUX D., BLONDY J.M., DI BIN P., FAUGERAS P., FACQ P., *Azimuthal far-field analysis for the measurement of the effective cutoff wavelength in single-mode fibers-effects of curvature, length, and index profile, Journal of lightwave technology*, vol. 12 n°3, 1994
- [96] PAGNOUX D., BLONDY J.M., *Length and curvature dependence of the effective cutoff wavelength in single-mode fibers measured with an azimuthal filtering technique, Symposium on optical fiber measurements, BOULDER, Colorado*, 1992

Liste des publications

Publications internationales dans des revues à comité de lecture :

- Dominique PAGNOUX, Ambre PEYRILLOUX, Philippe ROY, Sébastien FEVRIER, Laurent LABONTE, Stéphane HILAIRE
"Microstructured air-silica fibres : recent developments in modelling manufacturing and experiment"
Article invité dans Annals of Télécommunication, vol. 58, n° 9-10, 2003
- Pierre-Alain CHAMPERT, Vincent COUDERC, Philippe LEPROUX, Sébastien FEVRIER, Vincent TOMBELAINE, Laurent LABONTE, Philippe ROY and Claude FROEHLY
"White light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system"
Optics Express, Vol. 12, n° 19, 2004
- Sébastien VERGNOLE, Laurent DELAGE, François REYNAUD, Laurent LABONTE, Philippe ROY, Gilles MELIN, Laurent GASCA
"Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry"
Applied Optics, Vol 44, Issue 13, 2005

Conférences internationales :

- Laurent LABONTE Ambre PEYRILLOUX, Frédéric LOURADOUR, Gilles MELIN, Xavier REJEAUNIER, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Stéphane HILAIRE, Lionel PROVOST
"Dispersion measurement into a highly birefringent $\pi/3$ symmetrical microstructured optical fiber"
European Conference on Optical Communication, Rimini, 2003
- Laurent LABONTE, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Stéphane HILAIRE, Jean Marc BLONDY, Gilles MELIN, Xavier REJEAUNIER, Anne FLEUREAU, Simon LEMPEREUR, Laurent GASCA

"Accurate measurement of the extinction wavelength of the second mode of air-silica microstructure fibers"

Optical Fiber Communication, Anaheim, Californie, 2004

- Laurent LABONTE, Dominique PAGNOUX, Faouzi BALHOUL, Philippe ROY, Gilles MELIN

"Azimuthal analysis of the far field of microstructured fibers for precisely determining the extinction wavelength of the second mode"

Communication invitée à Progress in Electromagnetics Research Symposium, Pise, 2004

- Pierre Alain CHAMPERT, Vincent COUDERC, Ludovic GROSSARD, Claude FROEHLI, Alain BARTHELEMY, Sébastien FEVRIER, Philippe LEPROUX, Laurent LABONTE, Jean Louis AUGUSTE, Philippe ROY, Jean Marc BLONDY, Dominique PAGNOUX, Philippe NERIN, Didier LEFEBVRE.

"Broadband, single mode, visible continuum generation in normally dispersive fiber"

OSA, Nonlinear Guided Waves, papier post-deadline, Toronto, 2004

- Laurent LABONTE, Faouzi BAHLOUL, Philippe ROY, Dominique PAGNOUX, Jean Marc BLONDY, Jean Louis AUGUSTE, Gilles MELIN, Laurent GASCA, Mourad ZGHAL

"Experimental and numerical analysis of the birefringence into microstructured optical fibres"

European Conference on Optical Communication, Stockholm, 2004

- Sébastien VERGNOLE, Laurent DELAGE, Francois REYNAUD, Laurent LABONTE, Philippe ROY, Gilles MELIN, Laurent GASCA

"Using photonic crystal fiber in the frame of stellar interferometry"

New Frontiers in Stellar Interferometry, Proc. SPIE Vol.5491.

- R. ATTIA, Dominique PAGNOUX, Mourad ZGHAL, R. CHATTA, M. AMMAR, Faouzi BALHOUL, Laurent LABONTE, Stéphane HILAIRE, Philippe ROY

"Les fibres optiques de nouvelles générations : performances et limites"

Colloque International « Optique Hertzienne et Diélectrique », Hammamet, septembre 2005

- Faouzi BALHOUL, R. ATTIA, Mourad ZGHAL, R. CHATTA, Laurent LABONTE, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY

"Analyse des effets des imperfections géométriques sur la biréfringence des fibres microstructurées"

Colloque International « Optique Hertzienne et Diélectrique », Hammamet, septembre 2005

Workshop et Séminaire :

- Dominique PAGNOUX, Jean-Louis AUGUSTE, Alain BARTHELEMY, Jean Marc BLONDY, Yohan BOULET, Vincent COUDERC, Agnès DESFARGES BERTEHELOMOT, Sébastien FEVRIER, Frédéric GEROME, Stéphane HILAIRE, Raphaël JAMIER, Vincent KERMENE, Laurent LABONTE, Pierre VIALE, Laure LAVOUTE, Philippe LEPROUX, Christine RESTOIN, Philippe ROY, Vincent TOMBELAINE

"Propagation properties of novel optical fibres and applications"

Workshop Russian French Lasers Symposium, Nice, Septembre 2005

Conférences Nationales

- Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Laurent LABONTE, Stéphane HILAIRE

"Les fibres microstructurées : état de l'art et perspectives"

Communication invitée à "Horizons de l'Optique", Toulouse, 2003

- Laurent LABONTE, Ambre PEYRILLOUX, Frédéric LOURADOUR, Gilles MELIN, Xavier REJEAUNIER, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Stéphane HILAIRE, Lionel PROVOST

"Mesure de la dispersion chromatique d'une fibre microstructurée : influence de la biréfringence"

Actes de "Horizons de l'Optique", Toulouse, 2003

- Laurent LABONTE, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Ambre PEYRILLOUX, Gilles MELIN, Xavier REJEAUNIER, A. FLEUREAU, Simon LEMPEREUR

"Evaluation expérimentale de la biréfringence des fibres optiques microstructurées air/silice"

Journée Nationales de l'Optique Guidée, Valence, 2003

- Laurent LABONTE, Dominique PAGNOUX, Philippe ROY, Stéphane HILAIRE, Jean Marc BLONDY

"Mesure de la longueur d'onde d'extinction du 2^{ème} mode des fibres microstructurées air-silice"

Journée Nationales de l'Optique Guidée, Valence, 2003

- Laurent LABONTE, Faouzi BAHLOUL, Philippe ROY, Dominique PAGNOUX, Jean Marc BLONDY, Jean Louis AUGUSTE, Gilles MELIN, Laurent GASCA, Mourad ZGHAL

"Analyse expérimentale et théorique de la biréfringence dans les fibres microstructurées air-silice"

Journée Nationales de l'Optique Guidée, Paris, 2004

- Jean-Marc BLONDY, Jean-Louis AUGUSTE, Philippe ROY, Frédéric GEROME, Pierre VIALE, Laurent LABONTE, Guy BOUTINAUD, Basile FAURE, Wilfried BLANC, Fabrice UBALDI, Bernard DUSSARDIER, Gérard MONNOM

"Fibres optiques silice de nouvelle génération : aspects technologiques"

Journée Nationales de l'Optique Guidée, Paris, 2004

Le travail relaté dans ce manuscrit concerne l'étude expérimentale et théorique de la biréfringence, de la dispersion chromatique et de la longueur d'onde de coupure du second mode (λ_c) dans les fibres optiques microstructurées à guidage par réflexion totale interne (FMAS RTI). Des mesures de biréfringence et de dispersion chromatique sont effectuées sur des fibres fabriquées au laboratoire ou par un partenaire industriel (Alcatel) à l'aide de bancs que nous avons adaptés. Les résultats sont confrontés à des simulations basées sur l'emploi de la méthode des éléments finis. Nous démontrons que la biréfringence anormalement élevée mesurée dans les FMAS RTI à petit cœur est essentiellement due aux micro et nano-imperfections géométriques de la structure. La forte influence de la géométrie sur la dispersion chromatique est aussi mise en évidence. Enfin nous appliquons pour la première fois aux FMAS RTI une méthode d'analyse azimutale du champ lointain permettant une détermination précise de λ_c .

Mots clés :

Fibres optiques microstructurées air-silice, dispersion chromatique, longueur d'onde de coupure du deuxième mode, biréfringence

The work reported in this thesis deals with the experimental and numerical analysis of the birefringence, the chromatic dispersion and the extinction wavelength of the second mode (λ_c) of air-silica microstructured optical fibres (MOFs). The birefringence and the chromatic dispersion measurements are investigated in MOFs fabricated in our laboratory or by a partner from the industry (Alcatel). Different experimental setups are adapted for operating with MOFs. Experimental results are compared to simulations based on the finite element method. The very high measured birefringence of small core MOFs is attributed to the micro or nano imperfections of the structure. The large influence of the geometry of the fibre on the chromatic dispersion is also pointed out. Finally, for the first time to our knowledge, we apply to MOFs an azimuthal analysis far field analysis technique for precisely determining λ_c .

Keywords :

Air silica microstructured optical fibres, chromatic dispersion, extinction wavelength of the second mode, birefringence

