

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE NANTES

ECOLE DOCTORALE N° 602

Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Génie des matériaux

Par

Antoine BRIENTIN

**Capteurs à fibre optique basés sur la réflexion de Fresnel :
applications aux fibres à maintien de polarisation, aux fibres
multimodes et à la spectroscopie**

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 10 décembre 2021

Unité de recherche : Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique, UMR CNRS 6183 GeM-TRUST

Rapporteurs avant soutenance :

Monique THUAL
Luc THÉVENAZ

Professeur des Universités
Professeur des Universités

Université de Rennes 1
École Polytechnique Fédérale de
Lausanne

Composition du Jury :

Président : Xavier COLIN
Dir. de thèse : Dominique LEDUC
Encadrant : Virginie GAILLARD
Encadrant : Marion GIRARD

Professeur des Universités
Maître de Conférences, HDR
Enseignant-Chercheur
Maître de Conférences

Arts et Métiers Paris Tech
Université de Nantes
Icam – Site de Nantes
Université de Nantes

Invité :

Cyril LUPI

Maître de Conférences

Université de Nantes

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier mon encadrement, pour leurs conseils avisés et leur disponibilité qui ont contribué à faire de cette thèse ce qu'elle est : Dominique LEDUC pour son expertise, ses encouragements et ses nombreuses pistes d'amélioration ; Virginie GAILLARD, sans qui je n'aurais pas fait cette thèse, pour sa confiance et pour m'avoir un jour fait découvrir les capteurs à fibre optique ; Marion GIRARD pour toute la rigueur scientifique qu'elle m'a apportée, ses idées d'applications et ses relectures minutieuses. Merci aussi à Cyril LUPI, sans qui les essais réalisés n'auraient pas eu lieu, pour m'avoir formé sur toute la partie expérimentale de l'optique guidée, son expérience et son soutien.

Mes remerciements vont également au président du jury, Xavier COLIN, pour ses commentaires, ainsi qu'aux rapporteurs, Monique THUAL et Luc THÉVENAZ, pour le temps qu'ils ont consacré à l'évaluation de ces travaux de recherche. Leurs commentaires détaillés ont permis d'améliorer ce manuscrit, et leur regard extérieur a permis d'envisager de nouvelles perspectives.

Je tiens aussi à remercier le personnel de l'Icam de Nantes pour leur soutien, leur aide, leur expertise scientifique dans des domaines variés, et les projets où ils m'ont fait confiance ces trois dernières années.

Merci également à ma famille, notamment mes parents, à mes amis pour ces restos-cinés qui ont bien manqué ces derniers temps, ces heures passées les mains dans l'huile moteur ou bien à s'arracher le bout des doigts à l'escalade.

Enfin, une pensée particulière pour mes amis et collègues de bureau, Rémy & Rémy, Jean-Philippe, Luce et Arthur : merci pour toutes ces discussions scientifiques, leurs conclusions plus ou moins philosophiques, ces innombrables conversations sur tous ces autres sujets qui nous passionnent, ces repas et ces interminables éclats de rires. Difficile d'imaginer meilleurs voisins au quotidien, depuis huit ans pour certains !

« *This is where the fun begins !* »

A. S., Coruscant, 19 av. BY

Table des matières

Liste des figures	v
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Technologie des fibres optiques et du capteur de Fresnel	7
1.1 L'indice optique	8
1.2 Technologie des fibres optiques	14
1.3 Les capteurs à fibre optique	23
1.4 Le capteur de Fresnel	24
1.5 Réponses aux problématiques associées au capteur de Fresnel	34
2 Capteur de Fresnel basé sur une fibre à maintien de polarisation	35
2.1 Problématique liée à l'anisotropie du matériau et solution possible	36
2.2 Description de la polarisation d'une onde	37
2.3 Réflexion de Fresnel entre deux milieux biréfringents	41
2.4 Calculs des coefficients de Fresnel entre deux milieux uniaxes	42
2.5 Mesure de la biréfringence de la fibre	50
2.6 Résultats expérimentaux	62
2.7 Conclusion sur le Fresnel sur fibre PM	73
3 Capteur de Fresnel basé sur une fibre multimode	75
3.1 Problématique liée au volume étudié et solution possible	76
3.2 Influence des phénomènes modaux sur la puissance réfléchie	78
3.3 Calcul numérique de la fraction effective de lumière réfléchie	82
3.4 Influence d'un bruit de mesure : évaluation d'incertitudes	87
3.5 Validation expérimentale	91
3.6 Conclusion sur le Fresnel MMF	98
4 Spectroscopie sur capteur de Fresnel	101
4.1 Intérêt de la spectroscopie et problématiques associées	101
4.2 Effets de la dispersion dans une fibre monomode	102

4.3	Étude spectroscopique de milieux purs	106
4.4	Étude spectroscopique de mélanges	110
4.5	Conclusion sur la spectroscopie	117
5	Mesure de la puissance diffusée par des particules avec un capteur de Fresnel	119
5.1	Problématique associée à la diffusion de la lumière	119
5.2	Diffusion de Mie par des particules à l'extrémité d'un capteur de Fresnel	120
5.3	Étude du problème inverse de diffusion de Mie	134
5.4	Conclusion sur la diffusion de la lumière	141
	Conclusion et perspectives	143
A	Formules complémentaires	149
A.1	Réflexion sur un dioptre plan	149
A.2	Approche géométrique du guidage dans une fibre optique	150
A.3	Équations de Maxwell	151
B	Fresnel sur fibre multimode : données complémentaires	153
B.1	Fraction effective de lumière réfléchie	154
B.2	Erreur d'approximation sur l'indice calculé	155
B.3	Influence d'un bruit de mesure : graphiques	156
B.4	Influence d'un bruit de mesure : tableaux complets	162
B.5	Indices mesurés des mélanges eau-isopropanol	167
B.6	Indices mesurés des mélanges eau-chlorure de sodium	167
	Bibliographie	168

Liste des figures

1.1	Réfraction sur un dioptre plan, entre un milieu d'indice n_1 et un autre d'indice n_2	8
1.2	Dispersion de la lumière blanche par un prisme	10
1.3	Parties réelle et imaginaire de l'indice optique de l'eau [24]	11
1.4	Double réfraction dans un cristal de calcite	13
1.5	Analyse des contraintes dans un rapporteur par photoélasticimétrie	14
1.6	Structure standard d'une fibre optique	14
1.7	Courbe d'atténuation typique d'une fibre en silice [25]	15
1.8	Différence entre profil à saut d'indice (en haut) et à gradient d'indice (en bas), dimensions à titre indicatif [40]	17
1.9	Guidage d'un rayon lumineux dans la fibre optique, $n_g < n_c$	17
1.10	Représentation des coordonnées cylindriques (r, θ) pour une fibre optique, cœur optique en pointillé au centre	18
1.11	Profils d'intensité normalisés pour les premiers modes LP [42]	19
1.12	Courbes de dispersion pour une fibre à saut d'indice. Fréquence normalisée ν_N en abscisse, B en ordonnée [43]	20
1.13	Comparaison entre une fibre monomode (gauche) et une fibre multimode (droite) en utilisant l'approche géométrique [40]	21
1.14	Différentes fibres optiques biréfringentes : cœur en noir, zones dopées en gris . . .	22
1.15	Principe du capteur de Fresnel, approche géométrique. Rayon incident en noir, rayon réfracté en vert et rayon réfléchi en rouge.	25
1.16	Principe du capteur de Fresnel, approche électromagnétique	25
1.17	Représentation des polarisations $\parallel$ et $\perp$ à l'interface entre deux matériaux [13] . .	26
1.18	Coefficients de Fresnel de réflexion (R_s , R_p) et transmission (T_s , T_p) en puissance, en fonction de l'angle d'incidence θ_i et pour une interface air/verre ($n_a = 1,0$ et $n_v = 1,5$) [52]	26
1.19	Principe du capteur de Fresnel, montage de base. Fibres monomodes en vert, trajet de la lumière en rouge et bleu	27
1.20	Capteur de Fresnel pour le suivi de réticulation d'une résine RTM6 [77]	32
1.21	Suivi de réticulation par capteur de Fresnel	32
1.22	Suivi de résine époxy par capteur de Fresnel	33

2.1	Structure d'une onde électromagnétique se déplaçant selon $\vec{z}$, décomposée en un champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$	37
2.2	Différents états de polarisation	38
2.3	Ellipse de polarisation, caractérisée par son orientation α , son ellipticité ε et son angle auxiliaire χ	39
2.4	Système d'axes utilisé	43
2.5	Rotation entre les axes de la fibre et l'axe optique du milieu uniaxe considéré . .	48
2.6	Principe du capteur de Fresnel sur fibre biréfringente	51
2.7	Système modélisé, composants et matrices de Jones associées. Fibres PM en bleu, connecteurs entre fibres PM en gris	54
2.8	Géométrie simplifiée d'une ferrule FC et du manchon de raccordement utilisés . .	56
2.9	Influence de désalignements successifs identiques sur le coefficient de réflexion en puissance, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée .	57
2.10	Influence de désalignements successifs identiques sur l'indice optique de la fibre PM déduit, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée	58
2.11	Influence du sens du désalignement sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée	58
2.12	Influence de l'ellipticité ε sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air, azimut constant : 0°	60
2.13	Influence de l'ellipticité ε sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air, azimut constant : 9°	60
2.14	Influence de l'azimut sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air	61
2.15	Influence de la biréfringence circulaire sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air	62
2.16	Exemples de variations de puissance réfléchie avec des Fresnel sur fibre PM, source laser PM Yenista Optics	64
2.17	Ajout d'un isolateur dans le montage	65
2.18	Évolution de la direction d'une polarisation rectiligne en fonction de la rotation d'une lame demi-onde, pour différentes sources avec des largeurs spectrales différentes	66
2.19	Spectres caractéristiques des réseaux de Bragg [10]	67
2.20	Montage pour un Fresnel sur fibre PM, avec contrôle de l'état de polarisation et filtrage en longueur d'onde de la source ASE avec des FBG	68
2.21	États de polarisations en sortie du coupleur	69

2.22	Direction d'une polarisation rectiligne et puissance transmise par un Fresnel fibre PM/air en fonction du temps, données expérimentales et simulations de différentes biréfringences	70
3.1	Représentation des trois distributions de puissance étudiées. Angle d'incidence maximal : 8°	80
3.2	Spectre discret et normalisé de la source ASE GN Nettest Fiberwhite	82
3.3	Rayons et angles dans la fibre, le rayon réfléchi par le dioptre n'est pas représenté	83
3.4	Coefficient de réflexion en puissance, dans différentes configurations	84
3.5	Variation relative des coefficients effectifs par rapport au coefficient en incidence normale (en %)	85
3.6	Écarts absolus entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm	86
3.7	Variations relatives entre les indices déduits et la valeur en incidence normale à 1550 nm (en %)	87
3.8	Indices optiques calculés pour $NA = 0,5$, distribution de Bessel, $n_2 = 1,7$ et bruit de 5%	89
3.9	Exemple d'erreur de répétabilité, pour $NA=0,5$ et distribution de Bessel	90
3.10	Exemple d'influence du niveau de bruit sur l'erreur de répétabilité, pour un indice $n_2 = 1,3180$	90
3.11	Exemple d'influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 2%	91
3.12	Premier montage, réalisé entièrement avec des composants multimodes à saut d'indice	92
3.13	Montage pour une comparaison de Fresnel MMF-SMF	94
3.14	Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour des solutions eau/isopropanol (haut), et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas)	95
3.15	Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour des solutions eau/sel, et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas)	96
3.16	Indices optiques expérimentaux et de référence d'une solution eau/isopropanol, et écart absolu entre les deux	97
3.17	Indices optiques expérimentaux et de référence d'une solution eau/chlorure de sodium, et écart absolu entre les deux	97
4.1	Représentation des trois distributions spectrales de puissance étudiées, puissance totale unitaire pour chaque distribution	103
4.2	Évolution typique de la partie réelle et imaginaire de indice optique et de la réflectance d'un milieu en fonction de la fréquence [130]	107

4.3	Courbes de dispersion (indices vrais) des matériaux. n en noir, k en bleu	108
4.4	Indices calculés des matériaux étudiés (en bleu, formule simple du capteur de Fresnel) et ration des puissances réfléchies (rouge)	109
4.5	Spectre IRTF d'un système DGEBA/DAMP initial et désorbé [138]	114
4.6	Courbes des indices calculés (formule simple du capteur de Fresnel) des mélanges étudiés	115
5.1	Représentation de la diffusion d'une onde incidente plane par une particule sphérique	120
5.2	Représentation du milieu contenant des particules à l'extrémité de la fibre optique	123
5.3	Exemple de distribution de 319 particules, dans un volume de longueur 10λ ($r_{\text{coeur}} = 4 \mu\text{m}$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,18 \mu\text{m}$, FVP = 0,01)	124
5.4	Illustration du cône éclairé par une particule (p), la gaine optique de la fibre n'est pas représentée	124
5.5	Intersection de deux cercles quelconques, les centres étant séparés d'une distance r_{part}	125
5.6	Convergence de l'indice moyen calculé, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,05 \mu\text{m}$ et ouverture numérique de la fibre = 0,12	128
5.7	Convergence de l'indice moyen calculé, $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,24 \mu\text{m}$ et ouverture numérique de la fibre = 0,12	128
5.8	Nombre minimal de répartitions de particules à considérer pour obtenir une différence entre l'indice moyen de n répartitions et celui de $n - 1$ répartitions inférieur à δ , en fonction de a_{part} et de λ	129
5.9	Évolution de la section efficace de diffusion Q_s d'une particule d'eau, grandeur caractéristique de la théorie de Mie, en fonction du facteur de taille [12]	130
5.10	Indices calculés à l'aide d'un modèle de diffusion de Mie	130
5.11	Évolution de l'indice calculé en fonction de la distance normalisée à l'interface considérée; chaque couleur de courbe correspond à une des cent distributions aléatoire de particules. Paramètres : $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,18 \mu\text{m}$, FVP = 0,01 et différents diamètres de fibre	132
5.12	Indices déduits de la puissance réfléchie calculée à l'aide d'une modèle de diffusion de Mie	132
5.13	Réflexivité de l'interface entre une fibre de $8 \mu\text{m}$ de diamètre et un mélange résine époxy contenant des charges/eau (5% d'eau, sans dispersion), avec diffusion de la lumière	134
5.14	Écart $ n_t - n_{\text{exp}} $ pour différents couples (a_{part} , FVP)	136
5.15	Évolution de la position de p_i entre deux itérations	137

5.16 Exemple de PSO pour la minimisation d'une fonction à deux variables ($f = x^2 + y^2$), particules en vert	137
5.17 Algorithme d'optimisation par essaim de particules [170]	138
5.18 Direction d'une polarisation rectiligne et puissance transmise par un Fresnel fibre PM/air en fonction du temps, données expérimentales et simulations de différentes biréfringences	144
5.19 Écart absolu entre les indices calculés de milieux choisis et leur valeur réelle . . .	145
5.20 Exemple de l'influence du niveau de bruit sur l'erreur de répétabilité, pour un indice $n_2 = 1,3180$	146
5.21 Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour une solution eau/isopropanol (haut), et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas) 146	
5.22 Étude spectroscopique de la puissance réfléchie dans différents milieux	147
5.23 Exemples d'indices calculés en utilisant une modèle prenant en compte la diffusion de Mie par des particules à l'extrémité d'un capteur de Fresnel	147
A.1 Réfraction sur un dioptré plan	149
A.2 Guidage d'un rayon lumineux dans la fibre optique, $n_g < n_c$	150
B.1 Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution UMD	156
B.2 Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution Gauss	156
B.3 Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution Bessel	156
B.4 Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution UMD	157
B.5 Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution Gauss	157
B.6 Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution Bessel	157
B.7 Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution UMD	158
B.8 Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution Gauss	158
B.9 Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution Bessel	158
B.10 Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,3180$	159
B.11 Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,5$	159
B.12 Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,7$	159
B.13 Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 2,9$	160
B.14 Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 0,1%	160

B.15 Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 0,5%		160
B.16 Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 1%		161
B.17 Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 2%		161
B.18 Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 5%		161

Liste des tableaux

2.1	Vecteurs de Jones de différents états de polarisation	40
2.2	Matrices de Jones de quelques systèmes optiques	40
2.3	Coefficients de Fresnel dans certains cas particuliers	47
2.4	Variations minimales de puissance théoriquement mesurables (μW), en fonction de la plage d'échantillonnage et du gain du détecteur	52
2.5	Indices en fonction du désalignement	55
2.6	Indices optiques d'une fibre PM. Valeurs de la littérature : $n_{\text{lent}} = 1,4722$ et $n_{\text{rapide}} = 1,4715$ [98]	72
3.1	Caractéristiques des fibres à saut d'indice étudiées	83
3.2	Paramètres possibles pour les configurations de l'étude statistique	88
3.3	Détails des cas où l'erreur d'approximation est supérieure à l'erreur de répétabilité	91
3.4	Indices optiques moyens de la FG200LEA déduits en fonction de plusieurs hypothèses sur la distribution de puissance. Écart-type sur la distribution d'indices : $\sigma = 7,3 \times 10^{-4}$	93
3.5	Indices optiques de l'eau distillée déduits en fonction de plusieurs hypothèses sur la distribution de puissance.	93
3.6	Comparatif de performances de systèmes de mesure de l'indice optique	98
4.1	Coefficients de la loi de Sellmeier mixte pour une fibre $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ [119], pour des longueurs d'ondes en μm	104
4.2	Liste des indices utilisés à 1530, 1550 et 1570 nm	105
4.3	Variations relatives (%) entre les coefficients de Fresnel effectifs et le coefficient en incidence normale à 1550 nm, sans dispersion	105
4.4	Indices calculés à l'aide des puissances calculées avec l'équation (4.3), mais en utilisant les formules simples du capteur de Fresnel à 1550 nm	106
4.5	Écart absolu entre les indices calculés et les indices théoriques à 1550 nm	106
4.6	Partie imaginaire de l'indice vrai k_{max} , erreurs δ_{max} et $\delta_{k_{\text{max}}}$	110

4.7	Partie imaginaire de l'indice optique k nécessaire pour obtenir une différence de 5×10^{-4} par rapport à l'indice du milieu transparent	111
4.8	Partie imaginaire de l'indice optique k nécessaire pour obtenir une différence de 1×10^{-3} par rapport à l'indice du milieu transparent	111
4.9	Variation relative (%) entre les coefficients de Fresnel effectifs et les coefficients de Fresnel en incidence normale à 1550 nm	113
4.10	Écart absolu entre les indices calculés et la valeur théorique à 1550 nm	113
5.1	Distance moyenne au plus proche voisin $D_{\min, \text{moy}}$ et ratio $D_{\min, \text{moy}}/a_{\text{part}}$ pour les différents cas étudiés. Valeurs moyennes pour dix générations aléatoires de particules	126
5.2	Résultats obtenus à l'aide du PSO sur des fonctions tests	139
5.3	Valeurs théoriques FVP et a_{part} , et résultats obtenus à l'aide du PSO pour l'inversion de l'indice n_{inv}	139
5.4	Paramètres obtenus à l'aide du PSO pour différents niveaux de bruit	141
B.1	Coefficient effectif de réflexion en puissance, dans différentes configurations	154
B.2	Variation relative des coefficients effectif de réflexion en puissance par rapport au coefficient en incidence normale (en %)	154
B.3	Écart absolu entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm	155
B.4	Variation relative entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm (en %)	155
B.5	Indices moyens pour un bruit de 0,1%	162
B.6	Écarts-type σ pour un bruit de 0,1%	162
B.7	Valeur 3σ pour un bruit de 0,1%	162
B.8	Indices moyens pour un bruit de 0,5%	163
B.9	Écarts-type σ pour un bruit de 0,5%	163
B.10	Valeur 3σ pour un bruit de 0,5%	163
B.11	Indices moyens pour un bruit de 1%	164
B.12	Écarts-type σ pour un bruit de 1%	164
B.13	Valeur 3σ pour un bruit de 1%	164

B.14 Indices moyens pour un bruit de 2%	165
B.15 Écarts-type σ pour un bruit de 2%	165
B.16 Valeur 3σ pour un bruit de 2%	165
B.17 Indices moyens pour un bruit de 5%	166
B.18 Écarts-type σ pour un bruit de 5%	166
B.19 Valeur 3σ pour un bruit de 5%	166
B.20 Indices optiques des mélanges eau-isopropanol, à 1550 nm et 25°C	167
B.21 Indices optiques des mélanges eau-chlorure de sodium, à 1550 nm et 25°C	167

Introduction

Depuis quelques années, l'utilisation dans l'industrie de matériaux composites à matrice polymère n'a cessé de croître, remplaçant progressivement les matériaux traditionnels comme les alliages métalliques et le béton. Caractérisés par un meilleur rapport propriétés mécaniques/masse volumique que leurs prédécesseurs, ils ont d'abord entraîné une révolution dans de nombreux secteurs d'activités toujours à la recherche de la meilleure performance comme l'aérospatial, le naval puis l'automobile. Aujourd'hui, la démocratisation de ces matériaux et la réduction des coûts de mise en œuvre incitent de plus en plus d'acteurs, issus de milieux variés, à se tourner vers eux pour la conception et la fabrication de produits. La structure originale des pièces composites, constituées de renforts sous forme de fibres céramiques courtes ou longues et d'une matrice polymère, a nécessité de mettre au point de nouveaux procédés de mise en œuvre adaptés aux matériaux. Dans des domaines où la fiabilité et les performances sont les maîtres-mots, comme l'aérospatial ou le naval, le besoin de contrôler précisément ces procédés a également demandé l'utilisation de nouvelles technologies de mesure, capables de surveiller les paramètres critiques du procédé de fabrication au cœur même de ces pièces inhomogènes. Le développement des contrôles de santé matière intégrés (le SHM, ou *Structural Health Monitoring*, des moyens de détection et de caractérisation des dommages dans les structures au cours de leur cycle de vie) a également soulevé de nouvelles problématiques en termes de longévité et de portabilité des systèmes de mesure, de capacité de mesure en temps réel ou à distance et d'aptitude à détecter les mécanismes d'endommagements propres aux matériaux composites.

Les composites hautes performances utilisés dans les secteurs de l'aérospatial et de l'automobile sont souvent basés sur des résines thermodurcissables couplées à des fibres céramiques (en carbone, verre ou aramide). Durant le procédé de fabrication, la cinétique de réticulation de la résine ainsi que le cycle thermique et de pression vont directement conditionner l'état de contraintes et de déformations résiduelles de fabrication et la qualité de la pièce finie. Pour une pièce dont la réticulation est réalisée dans un four autoclave, le taux de réticulation est lié à l'énergie thermique apportée et à la réaction exothermique : la diffusion de la chaleur jusqu'au cœur de la pièce est donc primordiale, pour éviter d'y observer une sous-réticulation impliquant des propriétés mécaniques en dessous des attentes. Au cours de leur cycle de vie, ces pièces seront soumises à des sollicitations mécaniques et environnementales affectant leur durabilité. Par exemple, dans un contexte humide ou immergé, la résine polymère, de nature hydrophile, va absorber des molécules d'eau par diffusion ce qui dégradera fortement les propriétés mécaniques de cette dernière [1, 2]. Des phénomènes d'endommagements spécifiques aux composites (délaminage, rupture de fibre, décohésion fibre-matrice) peuvent également survenir si la pièce est soumise à des chargements mécaniques trop importants, avec une influence non négligeable sur les propriétés mécaniques globales. Pour s'assurer de la santé d'une pièce tout au long de son cycle de vie, il est donc opportun d'identifier différents paramètres critiques à surveiller : lors de la fabrication, la température interne et le taux de réticulation au cœur de la pièce pour s'assurer que les propriétés mécaniques du produit fini soient celles attendues ; lors de l'utilisation,

la teneur en eau, les champs de contraintes mécaniques et le vieillissement chimique (oxydation [3]...), pour s'assurer de l'intégrité physique de la pièce, prévenir ou détecter un endommagement préjudiciable à la sécurité d'une structure et de ses utilisateurs.

En parallèle de l'émergence des composites, une autre technologie de pointe s'est développée : celle des fibres optiques. Aujourd'hui principalement connues pour leur utilisation dans le domaine des télécommunications, leurs propriétés intrinsèques les rendent également très intéressantes dans de nombreux domaines comme l'éclairage, les capteurs, ou plus récemment le transport d'énergie. Si de nombreuses techniques (ultrasonores, diélectriques... [4]) peuvent être utilisées pour assurer le contrôle de pièces composites, les multiples capteurs à fibre optique (CFO) développés ont permis de résoudre de nombreuses problématiques liées aux mesures et aux contrôles dans les composites [5]. Leur faible intrusivité est notamment l'un des plus grands avantages puisque le diamètre des fibres optiques, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres, est proche de celui des fibres du renfort (cinq à dix micromètres pour des fibres de carbone), ce qui facilite grandement leur intégration entre les couches du composite. De plus, le module de Young des fibres optiques, d'environ 70 GPa, est inférieur à celui des fibres du renfort (230 à 400 GPa pour des fibres de carbone [6]), permettant ainsi d'obtenir des pièces composites avec des capteurs intégrés aux propriétés mécaniques similaires à celles des pièces non-instrumentées [7]. Ils permettent ainsi un suivi complet de la pièce, d'une part dès l'étape de fabrication [8] pour mesurer des températures, taux de réticulation ou des contraintes résiduelles, et d'autre part durant le cycle de vie, pour des mesures de déformations ou d'endommagements [5, 9].

Parmi ces capteurs figurent notamment les réseaux FBG (*Fiber Bragg Grating*) qui font partie des CFO les plus utilisés. Ils se comportent comme des filtres sélecteurs en fréquence, caractérisés par une longueur d'onde spécifique réfléchi par le réseau et appelée longueur d'onde de Bragg [10]. Cette dernière est influencée par de nombreux paramètres physiques, comme les contraintes appliquées sur la fibre ou son allongement, la température ou la pression ambiante ; les changements de la longueur d'onde de Bragg sont mathématiquement liés aux variations de ces grandeurs et il est ainsi possible de les quantifier précisément. Le réseau mesure en général quelques millimètres de long, faisant des FBG des capteurs ponctuels, mais il est possible de positionner plusieurs réseaux le long d'une même fibre pour obtenir des mesures en plusieurs points. Simples à mettre en œuvre, les FBG ont malgré tout un défaut important : ils présentent une interdépendance aux variations de contraintes et de température, rendant impossible des mesures séparées de ces deux grandeurs par un unique capteur.

D'autres types de CFO existent et deux grandes familles de capteurs, les réflectomètres et les interféromètres, sont notamment capables d'effectuer des mesures de manière continue le long d'une fibre. Tout d'abord les réflectomètres, qui analysent la rétrodiffusion d'un signal se propageant dans un milieu. En fonction de la technologie employée, les procédés OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*) et OFDR (*Optical Frequency Domain Reflectometry*) peuvent être distingués, la principale différence entre ces deux types étant que le premier réalise une analyse temporelle, le deuxième une analyse fréquentielle [11]. L'OTDR consiste à analyser la diffusion

de brèves impulsions lumineuses pour obtenir l'atténuation en fonction du temps et de donc de l'espace, connaissant la vitesse de propagation des ondes dans le milieu, permettant ainsi d'obtenir le profil d'atténuation. Principal inconvénient de l'OTDR, la réflexion de Fresnel au bout de la fibre génère un pic de très forte intensité qui aveugle temporairement l'appareil, ce qui implique une zone aveugle pouvant atteindre quelques dizaines de mètres. Pour diminuer la longueur de cette zone, il est nécessaire d'avoir une impulsion la plus courte possible, ce qui réduit l'intensité de crête et par conséquent celle du signal retour, rendant alors l'appareil plus sensible au bruit. Pour s'affranchir de ces contraintes, la méthode OFDR a été développée, se basant sur une modulation fréquentielle de l'onde lumineuse injectée dans la fibre. L'autre grande famille est celle des interféromètres, qui analysent la différence de phase entre deux signaux et les phénomènes d'interférences qui en découlent afin de déterminer l'amplitude d'une variation, la différence de phase étant due à une différence de chemin optique. Quatre types d'interféromètres à fibre optique sont généralement utilisés, à savoir les capteurs Fabry-Pérot, Michelson, Sagnac et Mach-Zehnder, semblables aux interféromètres utilisés en optique en espace libre. Si ces deux familles de capteurs sont réputées pour leur sensibilité élevée et leur grande précision, en plus de permettre des mesures sur un nombre quasi infini de points, le coût des systèmes d'interrogation et de collecte de données associés est très élevé.

Un autre type de CFO est le capteur dit de Fresnel, qui se base sur la réflexion de Fresnel entre l'extrémité d'une fibre optique et un milieu inconnu afin de déterminer l'indice optique de ce dernier à l'aide des coefficients de Fresnel [12], qui décrivent la fraction de lumière réfléchie à l'interface fibre/milieu. Puisqu'ils sont fonction des indices optiques des deux côtés du dioptré, la connaissance de l'indice de la fibre permet de retrouver facilement celui du milieu inconnu. Cette propriété optique caractérisant la réponse au niveau atomique et des liaisons intra-moléculaires du milieu à une excitation lumineuse [13], la mesure de l'indice optique est un moyen d'obtenir des informations sur un milieu comme les éléments chimiques qui le composent, sa température ou sa pression. Diverses mesures peuvent donc être effectuées simplement en immergeant l'extrémité de la fibre dans un milieu puis en mesurant la puissance réfléchie pour en déduire un indice optique, donnant ainsi au capteur de Fresnel un large éventail d'applications. Cette méthode fonctionne même dans un mélange où l'indice optique effectif peut être relié à la fraction des composants, avec des règles telles que les formules de Maxwell-Garnett ou Bruggeman [14]. Le capteur de Fresnel, de par sa conception simple, est le CFO le moins onéreux puisque nécessitant seulement une source laser et un détecteur à photodiode ; la facilité d'acquisition et de traitement des données en font ainsi un capteur aisé à mettre en œuvre pour réaliser des mesures locales. Sa simplicité de mise en œuvre ainsi que son coût minimal font de lui une solution viable même à échelle industrielle où de nombreuses pièces devront être instrumentées. Sujet de nombreux travaux de recherche, la réponse du capteur de Fresnel peut être corrélée à des variations de température dans les résines époxydes, à l'évolution de la réaction de réticulation lors de la fabrication [15-17] ou à la diffusion d'eau dans la pièce durant son cycle de vie [18]. Du fait de sa sensibilité aux différents phénomènes d'intérêt pour le suivi de pièces composites, utiliser un capteur de Fresnel apparaît donc comme un choix pertinent.

Néanmoins, ce capteur souffre de plusieurs défauts à cause du type de fibre mise en œuvre, des modèles mathématiques utilisés ou des paramètres physiques mesurés. La première limite du capteur est due au diamètre restreint de la fibre puisque dans le cadre du modèle de la réflexion de Fresnel, ce capteur est ponctuel : il ne permet de faire des mesures que sur une petite zone à l'extrémité de la fibre, soit sur un diamètre de $8\ \mu\text{m}$ et une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde utilisée, et ne permet donc pas d'avoir des informations sur l'état de la matière à plus grande distance. Cette mesure très localisée rend le capteur de Fresnel extrêmement sensible aux perturbations locales (porosités, impuretés...), entraînant une incertitude sur l'indice mesuré. Une possible solution à ce problème pourrait être l'utilisation de fibres multimodes avec un diamètre de cœur plus important. Les propriétés mécaniques de la silice utilisée pour fabriquer la fibre optique limitent également les possibilités d'emploi du capteur. En effet, le comportement fragile des fibres optiques en silice, avec une faible élongation à la rupture, ne permet pas d'effectuer des mesures dans des structures soumises à des déformations importantes, comme des câbles d'amarage synthétiques. Lors de l'instrumentation de joints dans des assemblages collés, le module de Young de la silice, supérieur à celui des adhésifs polymères thermodurcissables utilisés (facteur de 70 à 100), rend la fibre intrusive dans ces zones de faible épaisseur. Les fibres plastiques, avec un module de Young bien plus faible, pourraient être une alternative intéressante. De plus, les principaux modèles mathématiques actuellement utilisés pour remonter à l'indice optique de la matière étudiée avec un capteur de Fresnel considèrent les deux milieux (fibre et matière) comme homogènes et isotropes, en contradiction avec la structure anisotrope des matériaux composites, qui peuvent présenter des propriétés mécaniques et optiques différentes en fonction de la direction considérée. Pour réaliser des mesures d'indices dans des directions spécifiques, les fibres à maintien de polarisation, avec leurs directions de propagation préférentielles, pourraient s'avérer pertinentes. Si le capteur de Fresnel est capable de suivre les paramètres critiques évoqués précédemment (température interne, taux de réticulation, teneur en eau), des phénomènes d'interdépendance aux variations de ces grandeurs physiques existent ; il est donc nécessaire de trouver un moyen de distinguer les variations d'indices optiques causées par chaque paramètre, par exemple au travers d'une étude spectroscopique. Cette étude pourrait par la même occasion mettre en évidence l'apparition de bandes d'absorption dans un mélange. Enfin, lors d'une mesure dans une solution, par exemple afin de déterminer la concentration d'une espèce chimique, des inclusions présentes dans le milieu sont susceptibles de diffuser de la lumière. La puissance réfléchie n'est alors plus uniquement due à la réflexion de Fresnel à l'interface fibre/matière, alors que le modèle simple utilisé pour remonter à l'indice du milieu est basé sur cette hypothèse, conduisant à une erreur sur l'indice mesuré : il est donc nécessaire de développer un modèle adapté permettant de décrire le lien entre l'indice mesuré et les caractéristiques des diffuseurs.

L'objectif de cette thèse est d'adresser les limites du capteur de Fresnel évoquées, pour élargir les possibilités d'emploi. Pour cela, l'utilisation en tant que capteur de Fresnel de fibres optiques autres que les fibres monomodes sera étudiée. Les conséquences liées à la mise en œuvre de ces fibres aux propriétés particulières seront étudiées d'un point de vue théorique, notamment par calcul numérique, et d'un point de vue expérimental lors de tests dans des milieux de référence.

Le premier chapitre permettra de rappeler les **principes optiques liés au fonctionnement des fibres optiques et du capteur de Fresnel**, ainsi que de réaliser un état de l'art sur les possibilités d'emploi du capteur de Fresnel. Ce premier chapitre bibliographique permettra de préciser les problématiques scientifiques abordées dans le cadre de ce manuscrit.

Dans un deuxième chapitre, pour répondre à la problématique de mesure dans des milieux anisotropes comme les composites carbone/époxy, les **fibres optiques biréfringentes** seront étudiées avec l'objectif de réaliser des mesures d'indice optique des directions spécifiques. Les difficultés induites par l'utilisation de coefficients de Fresnel complexes à l'interface entre deux milieux biréfringents seront mises en évidence, avant d'évoquer les problématiques expérimentales liées aux mesures des états de polarisation.

Dans le troisième chapitre, afin de valider l'emploi de fibres plastiques en tant que capteur de Fresnel, d'augmenter sensiblement le volume de mesure et donner plus de confiance sur l'indice optique mesuré, les **fibres multimodes** seront étudiées. Un modèle théorique sera développé pour prendre en compte les effets modaux liés à ce type de fibre et décrire la fraction effective de lumière réfléchie à l'interface entre l'extrémité d'une fibre multimode et un milieu extérieur. Les résultats numériques issus de ce modèle serviront de base pour une étude statistique ayant pour but d'évaluer les erreurs liées à différents niveaux de bruit de mesures. La confirmation expérimentale sera basée sur l'étude de l'indice de milieux de référence, à savoir des solutions eau distillée-isopropanol et eau distillée-chlorure de sodium.

Ensuite, l'intérêt de la **spectroscopie sur un capteur de Fresnel** sera étudié, avec l'objectif d'utiliser les possibles bandes d'absorption dans un milieu pour obtenir des informations supplémentaires sur ce dernier. La pertinence de la spectroscopie sur un capteur de Fresnel pour déterminer la concentration du composé en question sera aussi discutée.

Enfin, pour prendre en compte la présence d'inclusions dans un milieu hétérogène, les effets de **la diffusion de la lumière par des particules** situées à l'extrémité de la fibre seront modélisés à l'aide de la théorie de Mie, afin de quantifier l'erreur sur l'indice mesuré. La résolution du problème inverse de diffusion sera traitée à l'aide d'un algorithme d'optimisation par essaim de particules.

Technologie des fibres optiques et du capteur de Fresnel

Le capteur de Fresnel, basé sur la mesure de la puissance réfléchie à l'extrémité d'une fibre optique monomode, est un moyen simple de réaliser des mesures d'indice optique. La mesure de l'indice optique d'un milieu est un moyen d'obtenir des informations comme les éléments chimiques qui le composent, sa température et sa pression, le taux d'avancement d'une réaction de réticulation ou la teneur en eau. Dans ce chapitre, les définitions de l'indice optique ainsi que le principe de fonctionnement des fibres optiques sont rappelées. Un état de l'art sur le capteur de Fresnel est réalisé, mettant en avant les problématiques qui seront étudiées au cours de cette thèse.

Sommaire

1.1	L'indice optique	8
1.1.1	Définitions de l'indice optique	8
1.1.2	Les sources de variation de l'indice optique	10
1.1.3	Indice effectif des mélanges	11
1.1.4	La biréfringence	12
1.2	Technologie des fibres optiques	14
1.2.1	Structure et matière des fibres optiques	14
1.2.2	Profil d'indice des fibres optiques	16
1.2.3	Guidage dans une fibre optique	16
1.2.4	Les fibres optiques biréfringentes	21
1.3	Les capteurs à fibre optique	23
1.4	Le capteur de Fresnel	24
1.4.1	Principe de base du capteur de Fresnel	24
1.4.2	Architectures complexes pour la mise en oeuvre d'un capteur de Fresnel	29
1.4.3	Paramètres physiques mesurables avec un capteur de Fresnel	30
1.4.4	Applications aux résines époxy	31
1.4.5	Conclusion sur les capteurs de Fresnel	33
1.5	Réponses aux problématiques associées au capteur de Fresnel	34

1.1 L'indice optique

L'indice optique est la grandeur d'intérêt dans cette thèse. C'est une propriété de la matière au même titre que sa masse volumique et autres propriétés physico-chimiques, dont la dépendance aux variations de nombreuses grandeurs physiques permet de remonter aux dites variations. Pour bien comprendre d'où vient cette dépendance, il est nécessaire de revenir sur la définition de l'indice optique qui joue un rôle primordial en optique et intervient directement dans les calculs permettant d'expliquer le fonctionnement des fibres optiques et du capteur de Fresnel.

1.1.1 Définitions de l'indice optique

Les premières définitions de l'indice optique sont liées à la manière dont un rayon est dévié à l'interface entre deux milieux, d'où le nom d'indice de réfraction introduit par Thomas Young. En effet, pour un rayon lumineux frappant un dioptré plan avec un angle θ_1 , l'indice optique du milieu incident étant n_1 , celui du milieu de l'autre côté du dioptré n_2 (figure 1.1), l'angle θ_2 est calculable à l'aide de la loi de Snell-Descartes : $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$

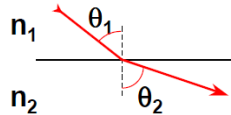


FIGURE 1.1 – Réfraction sur un dioptré plan, entre un milieu d'indice n_1 et un autre d'indice n_2

Aujourd'hui, la définition la plus simple de l'indice optique d'un milieu est qu'il relie la vitesse de phase v d'une onde électromagnétique dans ce milieu à la vitesse de la lumière dans le vide c par $n = \frac{c}{v}$. En fonction des propriétés de la matière, la vitesse de l'onde s'y propageant n'est pas la même. L'indice optique dépend donc des propriétés de celle-ci (structure atomique, température, pression...). Néanmoins, cette définition souffre de plusieurs défauts : premièrement, elle ne met pas directement en évidence la dépendance de l'indice optique à la longueur d'onde, alors que cette propriété connue sous le nom de dispersion est la cause de nombreux phénomènes physiques facilement observables tels que les arcs-en-ciel ou la dispersion par les prismes. Ensuite, l'expression de l'indice optique comme un rapport de vitesses peut amener à deux suppositions, malheureusement fausses :

- L'indice optique est forcément supérieur à 1, puisque la vitesse de la lumière dans le vide ne peut pas être dépassée. Dans certains cas spécifiques, il est possible d'avoir $n < 1$ [19].
- L'indice optique est une valeur réelle, car quotient de deux vitesses. Or, les indices optiques complexes sont communs [19, 20], même si la partie imaginaire est négligée dans de nombreux cas.

Une définition plus rigoureuse de l'indice optique demande de considérer l'aspect électro-

magnétique du problème, plus précisément les équations de Maxwell, dont les expressions sont rappelées dans l'annexe A et qui permettent d'établir l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa permittivité diélectrique ϵ (en F.m⁻¹) et sa perméabilité magnétique μ (en H.m⁻¹). Avec par convention ϵ_0 et μ_0 celles du vide, la permittivité diélectrique relative est donnée par $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ et la perméabilité magnétique relative par $\mu_r = \mu/\mu_0$. Pour un milieu homogène et isotrope, où ϵ_r et μ_r sont les mêmes dans toutes les directions de l'espace, n est donc défini par l'équation $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ [13]. Lorsque les matériaux sont non-magnétiques, comme ceux qui seront étudiés dans cette thèse, $\mu_r \approx 1$ et l'expression précédente est simplifiée pour obtenir $n = \sqrt{\epsilon_r}$.

L'indice optique est ainsi lié à la réponse au niveau atomique du milieu dans laquelle se propage l'onde [13] : par exemple, si un photon excite un atome avec une énergie correspondant à un état excité de l'atome, alors cet atome absorbera ce photon pour changer de niveau. Dans les milieux denses en particules (solides et liquides en particulier), ce mécanisme d'absorption sélective de photons avec une énergie et donc une fréquence particulière est la source de leur aspect opaque ou coloré. En revanche, si l'énergie du photon n'est pas suffisante pour causer une transition de l'état stable vers un état excité, l'atome restera dans son état stable pendant que le nuage électronique vibrera légèrement à la fréquence de la lumière incidente, en réponse au champ électromagnétique de la lumière ; il diffusera ainsi la lumière en émettant un photon avec la même énergie que le photon incident. Cette définition basée sur les niveaux d'énergie permet aussi de faire apparaître la dépendance à la longueur d'onde de l'indice optique et la possibilité d'avoir des indices complexes, puisque la permittivité diélectrique est liée à une autre grandeur, la susceptibilité électrique χ , par la relation $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi(\omega))$. C'est cette grandeur χ , complexe, sans unité et dépendante de la pulsation ω de l'onde et donc de sa longueur d'onde, qui caractérise la polarisation $\vec{P}$ du milieu, soit sa réponse à une excitation par un champ électrique $\vec{E}$: $\vec{P} = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}$.

Dans le cas d'un indice de réfraction complexe, une notation courante est $n' = n - ik$: la partie imaginaire k est appelée coefficient d'extinction et caractérise l'absorption par le milieu d'une onde qui s'y propage. n et k sont liés aux parties réelle ϵ_1 et imaginaire ϵ_2 de la permittivité par les relations $n^2 - k^2 = \epsilon_1$ et $2nk = \epsilon_2$ [21]. Pour des matériaux transparents aux fréquences optiques tels que le verre, k est très faible, de l'ordre de 10⁻⁶, mais peut être beaucoup plus important pour d'autres matières : par exemple, le coefficient d'extinction du mercure à température ambiante varie entre environ 3,4 à 300 μm et 5,6 à 700 μm [22], dans le domaine de la lumière visible. Le coefficient d'extinction peut varier très fortement avec la longueur d'onde : l'atmosphère terrestre, à cause de sa composition complexe, en est le parfait exemple et il en résulte de nombreuses contraintes pour l'astronomie. La lumière visible et les ondes radios issues d'objets célestes sont très peu absorbées, permettant leur observation avec des observatoires terrestres, tandis que les rayons à haute énergie (rayons γ , X et ultraviolets) sont bloqués par la haute atmosphère, rendant nécessaire l'utilisation de satellites pour observer ces rayons cosmiques.

1.1.2 Les sources de variation de l'indice optique

L'indice optique étant lié à la réponse de la matière, un changement d'état de la matière impliquera une réponse différente. Ces changements peuvent être par exemple des variations de paramètres physiques, telles que la température ou la pression. Si cela concerne tous les milieux, cela est particulièrement vrai pour les gaz : les mirages, créés par la superposition de couches d'air de température et donc d'indices différents, est une conséquence visible de cette dépendance. La loi de Gladstone est par exemple l'une des relations qui exprime le lien entre indice optique, pression P et température T d'un gaz parfait : en posant κ une constante qui dépend de la matière [13], $(n - 1)T = \kappa P$. De nombreuses autres propriétés de la matière ont une influence sur son indice optique, comme la polarisabilité d'un milieu (sa capacité à acquérir un moment électrique dipolaire lorsque soumis à un champ électrique) via la relation de Lorentz-Lorenz, ou sa densité.

La dispersion de la lumière blanche, soit la dépendance de l'indice optique d'un milieu à la longueur d'onde, est facilement observée à l'aide d'un prisme, comme illustré sur la figure 1.2 : l'angle d'incidence au premier interface air/prisme est le même, mais à cause des variations de l'indice optique, l'angle du rayon réfracté est différent pour chaque longueur d'onde. Pour un milieu très dispersif comme l'eau, la variation de l'indice sur une grande plage de longueur d'onde est très importante, comme illustré dans la figure 1.3 ; la différence est moins marquée entre le visible (380 à 750 nm) et le proche infrarouge (750 à 3000 nm), avec $n_{eau} \approx 1,34$ à 380 nm et $n_{eau} \approx 1,32$ à 1550 nm), mais prendre en compte cette variation peut être nécessaire en fonction de la précision recherchée. L'air ($n_a \approx 1,0003$) est l'un des milieux les moins dispersifs, avec une variation d'indice de l'ordre de 10^{-5} entre 240 nm et 2000 nm [23].

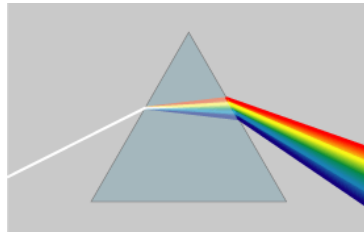


FIGURE 1.2 – Dispersion de la lumière blanche par un prisme ¹

Il existe des formules permettant, pour des plages de fréquences bien définies, d'exprimer l'indice optique en fonction de la longueur d'onde. La plus connue est l'équation de Sellmeier, une relation empirique adaptée pour la lumière visible et le proche infrarouge [21] :

$$n^2(\lambda_0) = 1 + \frac{B_1\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - C_3} \quad (1.1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, les coefficients $B_{1,2,3}$ et $C_{1,2,3}$ dépendent du maté-

1. Illustration issue de [https://en.wikipedia.org/wiki/Dispersion_\(optics\)#/media/File:Prism_rainbow_schema.png](https://en.wikipedia.org/wiki/Dispersion_(optics)#/media/File:Prism_rainbow_schema.png), consulté le 30 juin 2021.

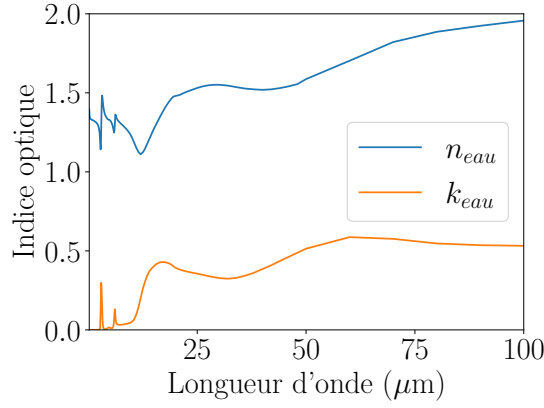


FIGURE 1.3 – Parties réelle et imaginaire de l'indice optique de l'eau [24]

riau, sont mesurés expérimentalement et généralement exprimés en μm . C'est un développement d'une loi similaire, celle de Cauchy, qui ne représentait pas précisément la réalité dans le proche infrarouge.

1.1.3 Indice effectif des mélanges

Lorsqu'un milieu est composé de plusieurs constituants, sa permittivité diélectrique et donc son indice optique sont directement liés à la composition du mélange. SIHVOLA [14] détaille ainsi les nombreuses relations qui ont été développées pour exprimer cette dépendance : la plus simple est la théorie linéaire des mélanges, valable dans le cas où la différence entre les fonctions diélectriques des matériaux ϵ_k est faible et qui est simplement un indice moyen pondéré par la fraction volumique f_k des constituants :

$$\epsilon_{eff} = \sum_k f_k \epsilon_k \quad (1.2)$$

D'autres modèles plus complexes existent, comme le modèle de Bruggeman qui décrit la fonction diélectrique de milieux hétérogènes, sans hiérarchie entre les composants. En supposant que le milieu effectif soit ainsi constitué de particules sphériques, la permittivité diélectrique effective ϵ_{eff} de ce milieu, composé de fractions volumiques f_k (avec $\sum f_k = 1$) de composants caractérisés par ϵ_k vaut :

$$\sum_k f_k \frac{\epsilon_k - \epsilon_{eff}}{\epsilon_k + 2\epsilon_{eff}} = 0 \quad (1.3)$$

En simplifiant l'équation précédente au cas d'un mélange avec deux composants, une matrice de permittivité ϵ_m contenant une fraction volumique f_i d'inclusions sphériques de permittivité ϵ_i , l'équation précédente devient :

$$f_i \frac{\epsilon_i - \epsilon_{eff}}{\epsilon_i + 2\epsilon_{eff}} + (1 - f_i) \frac{\epsilon_m - \epsilon_{eff}}{\epsilon_m + 2\epsilon_{eff}} = 0 \quad (1.4)$$

Un autre modèle courant est celui de Maxwell-Garnett, qui permet d'exprimer la fonction diélectrique d'un milieu hétérogène, composé d'une fraction f_i d'inclusions caractérisées par ϵ_i dans une matrice ϵ_m : il y a donc cette fois une hiérarchie entre les composants (milieu hôte et inclusions). Certaines hypothèses doivent néanmoins être formulées :

- Les inclusions sont noyées dans la matrice (faibles dimensions et fraction volumique) et sont sans interactions entre elles ;
- La totalité des inclusions forment un dipôle unique, isolé, dont la polarisabilité est la somme des polarisabilités individuelles ;
- Les inclusions sont soit sphériques, soit ellipsoïdales et parallèles ;
- Les inclusions sont de dimension quelconque par rapport à la longueur d'onde d'observation (ni trop grandes, ni trop petites).

Pour des inclusions sphériques, la permittivité diélectrique effective du milieu vaut ainsi :

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_m \frac{\epsilon_i(1 + 2f_i) + 2\epsilon_m(1 - f_i)}{\epsilon_i(1 - f_i) + \epsilon_m(2 + f_i)} \quad (1.5)$$

Les modèles de Bruggeman et Maxwell-Garnett peuvent aussi être utilisés pour des inclusions ellipsoïdales, auquel cas de nouveaux paramètres appelés coefficients de dépolarisation, qui dépendent des axes des ellipsoïdes, viennent complexifier les équations (1.3) à (1.5). Pour des milieux avec de faibles densités en inclusions ($f_i \ll 1$), ces deux modèles prédisent les mêmes résultats. Ces formules permettent de comprendre comment, en mesurant l'indice optique (lié à sa permittivité) d'un milieu multi-composants comme de l'eau salée ou sucrée, il est possible de déterminer le taux de sucre ou de sel de la solution.

1.1.4 La biréfringence

Jusqu'à présent, les matériaux ont été décrits comme possédant un seul indice optique. En réalité, certains matériaux anisotropes présentent des indices optiques différents en fonction de la direction, de la même manière qu'ils peuvent avoir des propriétés mécaniques différentes : ces matériaux sont dits biréfringents et sont caractérisés par leur tenseur d'indice optique. En se servant des directions des indices comme d'un repère, cela réduit le tenseur d'indice à un tenseur diagonal :

$$\bar{\bar{n}} = \begin{pmatrix} n_1 & 0 & 0 \\ 0 & n_2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Les milieux uniaxes, très courants, sont caractérisés par l'égalité de deux indices : c'est le cas de nombreux verres optiques comme la calcite, et l'existence de deux indices implique une double réfraction de la lumière comme illustré figure 1.4. Un tel matériau est caractérisé par sa

biréfringence, la différence Δn entre les deux indices, qui peut valoir jusqu'à 0,3 pour certains cristaux fortement biréfringents. Les deux indices identiques sont regroupés sous le nom d'indice ordinaire (n_o), tandis que le troisième est appelé indice extraordinaire (n_e). Le tenseur précédent peut ainsi être réécrit sous la forme :

$$\overline{\overline{n}} = \begin{pmatrix} n_o & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_e \end{pmatrix} \quad (1.7)$$



FIGURE 1.4 – Double réfraction dans un cristal de calcite²

La biréfringence des matériaux cristallins est intrinsèque, c'est à dire qu'elle est directement liée à leur structure atomique anisotrope. Certains matériaux isotropes, lorsqu'ils sont soumis à des déformations anisotropes, peuvent aussi se mettre à présenter de la biréfringence, phénomène connu sous le nom de photoélasticité. La biréfringence peut concerner à la fois la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice optique : cette propriété est très utilisée d'un point de vue industriel, notamment par les films Polaroid, fabriqués en étirant de longues chaînes moléculaires dans une direction, permettant de laisser passer la lumière uniquement dans cette direction précise. Un tel dispositif appelé polariseur est un élément très utilisé dans le domaine de la photographie ou dans les lunettes de soleil pour éliminer certains reflets dérangeants. Une autre utilisation de l'effet photo-élastique est la photoélasticimétrie, une méthode visuelle d'analyse des contraintes mécaniques. Cette méthode peut s'avérer très utile pour prédire la direction et l'intensité des contraintes, et est très appréciée d'un point de vue pédagogique car permettant de visualiser un phénomène mécanique en temps normal invisible (figure 1.5). Enfin, certains matériaux, si exposés à un champ électrique suffisamment intense, peuvent se mettre à présenter de la biréfringence : il s'agit de l'effet Pockels si la biréfringence est proportionnelle au champ électrique, et d'effet Kerr si elle est proportionnelle au carré de ce champ. Les fibres optiques, du fait du procédé de fabrication ou des efforts externes appliqués, sont susceptibles de présenter de la biréfringence, ce qui sera détaillé par la suite.

². Illustration issue de <https://fr.wikipedia.org/wiki/Biréfringence#/media/Fichier:Calcite.jpg>, consulté le 30 juin 2021.

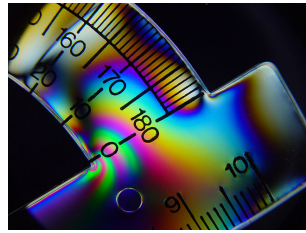


FIGURE 1.5 – Analyse des contraintes dans un rapporteur par photoélasticimétrie³

1.2 Technologie des fibres optiques

1.2.1 Structure et matière des fibres optiques

La technologie des fibres optiques est de nos jours bien maîtrisée, après des dizaines d'années de développements portés par l'industrie des télécommunications. Basées sur la propagation d'une onde lumineuse au sein d'un guide d'onde, les fibres optiques utilisent un signal lumineux et non électrique pour véhiculer l'information, ce qui offre des avantages non négligeables : insensibilité aux perturbations électromagnétiques, pas de risque d'étincelles, grande rapidité de propagation du signal.

Une fibre optique classique en silice est constituée d'un cœur d'indice optique n_c , entouré d'une gaine d'indice optique n_g très légèrement inférieur à n_c , la différence entre les deux indices étant généralement de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} . Ces deux cylindres concentriques sont ensuite entourés d'une ou plusieurs gaines protectrices, comme représenté sur la figure 1.6. Le diamètre du cœur et de la gaine optique sont variables, dépendant notamment de la matière utilisée pour fabriquer les fibres : pour des fibres en silice optiques classiques utilisées dans les télécommunications, ils sont respectivement de $8\ \mu\text{m}$ et de $125\ \mu\text{m}$; pour des fibres en polymères, le diamètre du cœur peut monter jusqu'à 1 ou 2 mm.

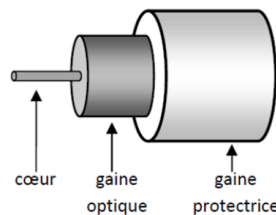


FIGURE 1.6 – Structure standard d'une fibre optique

Plusieurs matières peuvent être utilisées pour fabriquer des fibres optiques, la plus commune étant la silice. Les fibres en silice furent les premières étudiées, les premières réalisations remontant aux années 1950, et leurs courbes d'atténuation sont aujourd'hui parfaitement connues (figure 1.7), permettant de facilement choisir la longueur d'onde optimale. L'atténuation mini-

3. Illustration issue de https://fr.wikipedia.org/wiki/Photoélasticimétrie#/media/Fichier:Plastic_Protractor_Polarized_05375.jpg, consulté le 30 juin 2021.

male étant située aux alentours de 1550 nm [25], cela justifie l'emploi de cette longueur d'onde pour les télécommunications. Cette atténuation minimale, pouvant descendre jusqu'à 0,1 dB/km pour des fibres de très bonne qualité, est l'un des grands avantages de la fibre par rapport aux câbles cuivre coaxiaux, qui présentent des atténuations de 100-200 dB/km. Leur fabrication est également bien maîtrisée et consiste en l'étirement d'une préforme de silice d'un diamètre important. Avant l'étirement, des particules de terres rares sont déposées sur la préforme, qui passe ensuite dans un four [26] ; cette couche de silice dopée formera ainsi la gaine optique. Inversement, le cœur peut aussi être constitué de silice dopée (généralement au germanium), tandis que de la silice pure est déposée en surface pour former la gaine. Le verre est de plus un matériau très stable sur une grande plage de températures, et est insensible à l'humidité ou à la corrosion : cette stabilité à long terme est très importante, par exemple dans les câbles de télécommunications transocéaniques. Dans le domaine de la recherche, la stabilité des propriétés physiques de la silice est également importante, permettant généralement de considérer qu'elles ne changeront pas durant les essais en laboratoires.

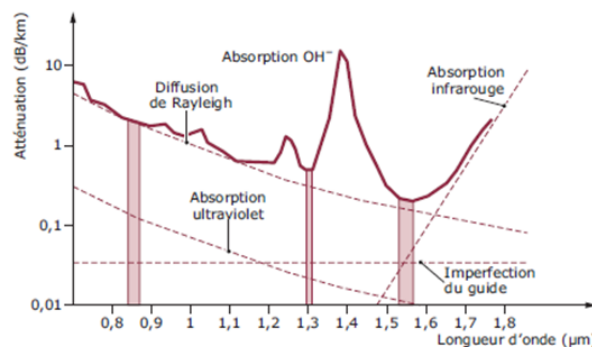


FIGURE 1.7 – Courbe d'atténuation typique d'une fibre en silice [25]

Les verres à base de silice étant transparents jusqu'à 3 μm environ, il est nécessaire d'utiliser des verres de chalcogénures pour les longueurs d'onde de l'infrarouge supérieures (de 3 μm à 25 μm) [27]. Ces verres composés notamment de soufre, de sélénium ou de tellure possèdent des températures de transitions vitreuses relativement basses (entre 40°C et 300°C) [27], et des modules de Young entre 10 et 50 GPa, inférieurs à ceux des verres de silice [28].

Aujourd'hui, les fibres optiques plastiques, notamment réalisées en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) ou en polycarbonate (PC), connaissent un fort développement grâce à certaines de leurs propriétés différentes des fibres classiques de silice. Elles possèdent un allongement à la rupture plus élevé (supérieur à 10% pour le PMMA contre 1 à 3% pour la silice) et une masse volumique plus faible (PMMA 1195 kg/m³, silice 2200 kg/m³) [29]. Elles ont également des tolérances mécaniques plus élevées que les fibres de silice, à savoir des pertes liées à la courbure plus faibles (0,5 dB pour un rayon de courbure de 25 mm [30]), et une elongation à la rupture plus importante. Néanmoins, ces fibres ont également des inconvénients : elles ont un diamètre de cœur plus important que les fibres de silice (pouvant dépasser le millimètre) et ont un coefficient d'atténuation plus important (80 dB/km autour de 500 nm [30]). Les fibres PMMA présentent aussi un comportement mécanique non linéaire lorsqu'elles sont soumises à des dé-

formations importantes, et présentent alors des phénomènes d’hystérésis [31, 32]. Elles ne sont pas insensibles à l’eau et présentent même une affinité pour elle : cette tendance à absorber l’eau provoque un gonflement de la fibre et une augmentation de l’indice optique. Cela permet par exemple d’étudier la variation de l’humidité d’un milieu [33, 34]. Ces fibres sont très sensibles aux conditions de fabrication : des paramètres comme la tension de fabrication ou la présence d’un recuit peuvent par exemple influencer sur la variation de l’indice optique de la fibre si soumise à des sollicitations mécaniques (traction) [35]. Jouer sur les paramètres de fabrication permet de diminuer ces effets problématiques lors de l’utilisation de fibres PMMA en tant que capteurs : les recuits sont notamment efficaces, en fonction de leur durée, température et du taux d’humidité appliqué pour réduire les effets d’hystérésis [36], et la tension d’étirement lors du fibrage peut permettre de réduire le gonflement de la fibre en environnement humide [37].

Enfin, pour certaines applications très contraignantes, comme des environnements à très haute température (jusqu’à plus de 1000°C), des milieux très corrosifs [38] ou radioactifs, des matières exotiques comme le saphir ont été étudiées depuis plusieurs années [39]. Ces fibres sont très coûteuses, et la création de saphirs artificiels est l’autre principal frein à leur emploi, à cause des moyens et du temps nécessaire pour fabriquer les fibres.

1.2.2 Profil d’indice des fibres optiques

Le profil d’indice est un paramètre important des fibres optiques, influant notamment sur le guidage des ondes électromagnétiques dans la fibre. Les deux principaux profils existants sont :

- Le profil en saut d’indice (SI) : l’indice optique est constant dans le cœur, et la variation est soudaine au niveau de l’interface cœur/gaine.
- Le profil en gradient d’indice (GI) : l’indice optique du cœur présente une légère décroissance en s’éloignant du centre de la fibre.

Cette différence influe notamment sur le guidage de la lumière dans le cœur, comme représenté dans la figure 1.8. Les fibres les plus courantes sont les fibres à saut d’indice, et sauf indication contraire, seul ce type de fibre sera considéré par la suite, aussi bien pour les aspects calculatoires qu’expérimentaux.

1.2.3 Guidage dans une fibre optique

1.2.3.1 Approche géométrique

L’approche géométrique est basée sur les lois de Snell-Descartes et le principe de la réflexion totale : quand un rayon lumineux frappe un dioptré plan entre deux milieux, il donne naissance à un rayon réfléchi et sous certaines conditions, à un rayon réfracté. Au delà d’un certain angle d’incidence, qui dépend de la différence entre les indices optiques des deux milieux, le rayon incident est en revanche totalement réfléchi : il y a réflexion totale. C’est ce principe qui est utilisé pour maintenir le faisceau lumineux dans la fibre optique, sous le nom de réflexion totale interne (à l’intérieur du cœur optique, comme représenté sur la figure 1.9).

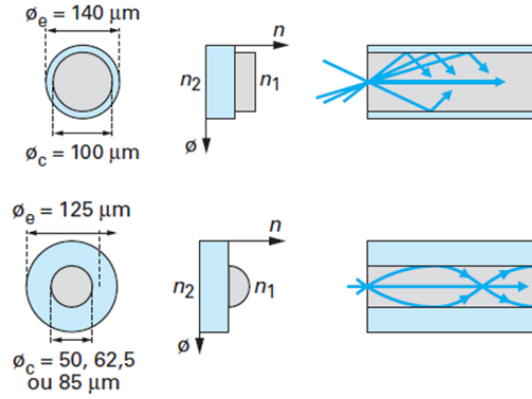


FIGURE 1.8 – Différence entre profil à saut d'indice (en haut) et à gradient d'indice (en bas), dimensions à titre indicatif [40]

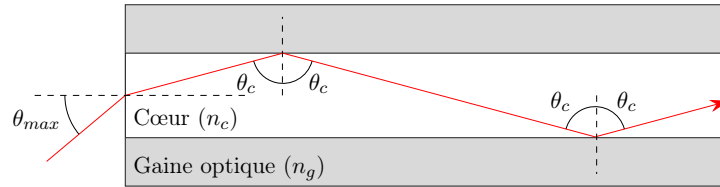


FIGURE 1.9 – Guidage d'un rayon lumineux dans la fibre optique, $n_g < n_c$

Lorsque la condition de réflexion totale est respectée, le faisceau lumineux est forcé de se propager à l'intérieur de la fibre. Par conséquent, il existe dans cette approche géométrique un angle maximal d'incidence à l'entrée de la fibre (θ_{max} sur la figure 1.9) permettant par la suite de satisfaire la condition de réflexion totale : cet angle est lié à un paramètre caractéristique des fibres optiques, l'ouverture numérique (souvent notée NA, pour *Numerical Aperture* en anglais). Pour les fibres à saut d'indice, cette valeur dépend uniquement des indices optiques du cœur et de la gaine et vaut $\sqrt{n_c^2 - n_g^2}$; les détails des calculs sur la réflexion totale interne et les conditions de guidages d'un point de vue géométrique sont présentés dans l'annexe A.

1.2.3.2 Approche électromagnétique

L'approche électromagnétique est celle qui permet la représentation la plus fidèle de la propagation des ondes lumineuses dans une fibre, permettant notamment de prendre en compte des phénomènes tels que la polarisation des ondes ou la répartition spatiale de l'énergie dans la fibre; des aspects qu'il sera nécessaire d'intégrer dans la suite de cette thèse, à cause des spécificités des fibres utilisées. Dans la fibre optique, les champs électriques doivent respecter les conditions de continuité aux différentes interfaces, et présentent donc une dépendance en $(r, \theta) : \vec{E} = \vec{E}_0(r, \theta)e^{-i(-\beta z + \omega t)}$. β est un paramètre appelé la constante de propagation, qui vaut $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}$, où n_{eff} est l'indice optique du milieu dans lequel se propage l'onde. En partant des équations de Maxwell et des champs électriques, l'équation de d'Alembert permet de décrire la propagation de l'onde dans un milieu. Dans le cas des fibres optiques, cette équation est exprimée

en coordonnées cylindriques, bien plus adaptées aux fibres optiques (figure 1.10), ce qui mène à l'équation suivante pour le champ électrique :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + (k^2 n_{eff}^2 - \beta^2) E_z = 0 \quad (1.8)$$

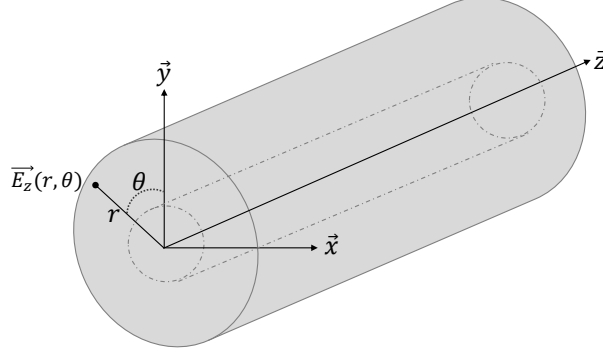


FIGURE 1.10 – Représentation des coordonnées cylindriques (r, θ) pour une fibre optique, cœur optique en pointillé au centre

Déterminer les solutions de cette équation nécessite des calculs conséquents, développés en intégralité par GUYARD [41] ; seul un rapide résumé sera ici fait pour mettre en évidence certains résultats importants. La méthode de séparation des variables permet d'obtenir une expression qui décompose le champ électrique selon ses composantes radiales $R_z(r)$ et azimutales $\Phi_z(\theta)$:

$$E_z(r, \theta) = R_z(r) \Phi_z(\theta) \quad (1.9)$$

Insérer l'expression (1.9) dans (1.8) permet d'obtenir deux équations, dont l'équation différentielle de Bessel : les solutions font intervenir les fonctions de J_α , Y_α et K_α , respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre α , de deuxième espèce d'ordre α et la fonction de Bessel modifiée d'ordre α . Il existe ainsi une infinité de solutions, mais toutes n'ont pas un sens physique : celles pertinentes sont celles des ondes qui se propagent dans la fibre optique, respectant la condition :

$$kn_g < \beta < kn_c \quad (1.10)$$

avec $k = 2\pi/\lambda_0$ le vecteur d'onde associé à l'onde, λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide ; cela permet de mettre en évidence que les valeurs possibles de β ne seront pas les mêmes en fonction de la longueur d'onde utilisée. Le calcul des différentes valeurs de β possibles implique des développements mathématiques conséquents, faisant apparaître les conditions de passage à l'interface cœur/gaine optique ainsi que la distinction entre les champs se propageant dans le cœur optique et ceux se propageant dans la gaine. Une fois les expressions exactes des champs électriques pour chaque valeur de β calculées, il en ressort que chaque mode se propage dans la fibre à une vitesse qui lui est propre, ce qui revient à dire que chaque mode voit un indice optique effectif différent valant $n_e = \beta/k$. Par conséquent, $n_g \leq n_e \leq n_c$ à cause de la relation (1.10).

1.2.3.3 Concept de modes en optique guidée

D'un point de vue physique, les modes guidés sont les champs transverses avec une dépendance périodique le long de l'axe longitudinal de la fibre, créés par les interférences constructives des ondes électromagnétiques réfléchies avec elles-mêmes de manière répétée. D'un point de vue purement mathématique, ce sont les équations des ondes qui peuvent se propager à l'intérieur de la fibre. Ces expressions sont obtenues en résolvant d'abord l'équation de propagation pour obtenir une formulation générale des champs électromagnétiques transverses, puis en résolvant les conditions limites dans la fibre, à l'interface cœur/gaine, pour obtenir les expressions exactes associées à chaque mode. Les solutions analytiques exactes montrent qu'il existe quatre types de modes, nommés Transverses Électriques (TE), Transverses Magnétiques (TM), Hybrides Électriques (HE) et Hybrides Magnétiques (HM). Néanmoins, dans le cas de l'hypothèse du guidage dit faible (quand $(n_g - n_c)/n_c \ll 1$), des approximations peuvent être faites, notamment l'égalité des vitesses de phase entre certains modes, et il est possible d'obtenir des expressions communes pour les modes de différents types : ces regroupements de modes sont les modes Linéairement Polarisés (LP), qui sont des combinaisons linéaires des solutions exactes. Cela facilite à la fois la classification et la représentation des modes : en effet, chaque mode sera désigné sous la forme LP_{mn} , où m est l'ordre azimutal et n l'ordre radial. La figure 1.11 permet de visualiser l'intensité des premiers modes LP , dans un plan orthogonal à l'axe de propagation.

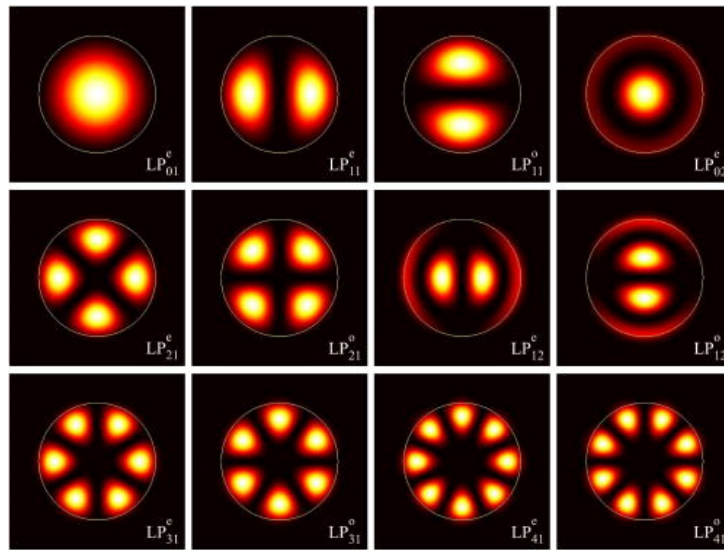


FIGURE 1.11 – Profils d'intensité normalisés pour les premiers modes LP [42]

1.2.3.4 Fibres optiques monomodes et multimodes

Les valeurs de β calculées jusqu'à présent sont celles permettant de satisfaire l'équation de propagation dans le cas d'une fibre générique caractérisée par $n_{\text{cœur}}$ et n_{gaine} . La question est maintenant de savoir, pour une fibre spécifique avec un diamètre de cœur a , une ouverture numérique NA, en utilisant une longueur d'onde particulière λ , si tous ces modes peuvent réellement

se propager. La réponse s'obtient en traçant les courbes $B = f(\nu_N)$ (figure 1.12), où :

$$B = \frac{k^2 n_c^2 - \beta^2}{k^2 n_c^2 - k^2 n_g^2} \quad (1.11)$$

$$\nu_N = \frac{2a\pi}{\lambda} \text{NA} \quad (1.12)$$

avec ν_N la fréquence normalisée, grandeur sans dimension intégrant les différentes propriétés de la fibre, et B la constante de propagation normalisée.

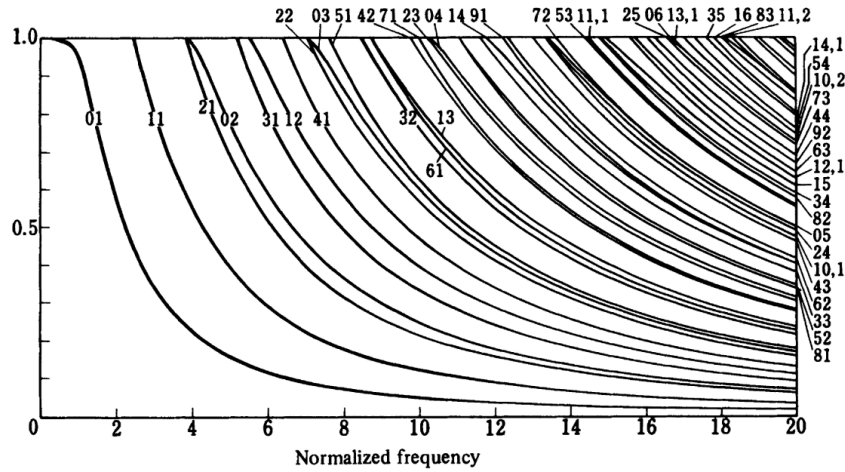


FIGURE 1.12 – Courbes de dispersion pour une fibre à saut d'indice. Fréquence normalisée ν_N en abscisse, B en ordonnée [43]

Si le mode est guidé dans la fibre, B varie entre 0 (quand $\beta = kn_c$) et 1 (quand $\beta = kn_g$) à cause de l'équation (1.10). En considérant un mode précis, il existe une fréquence normalisée minimale pour qu'un mode soit guidé, appelée fréquence de coupure (ν_c) ; pour les fibres à saut d'indice, ces différentes ν_c sont les zéros des fonctions de Bessel de première espèce. La fréquence du coupure du mode LP_{01} , appelé mode fondamental, est $\nu_c = 0$: ce mode sera donc toujours guidé dans la fibre. Pour le deuxième mode, LP_{11} , la fréquence de coupure est le premier zéro de la fonction de Bessel J_0 , soit $\nu_c = 2,405$. Ainsi, pour une fibre donnée, si $\nu_N < 2,405$, elle ne guidera que le mode fondamental, qui a la particularité de se propager parallèlement à l'axe longitudinal de la fibre, d'où son nom de fibre monomode. En revanche, si $\nu_N > 2,405$, la fibre sera multimode. Ces dernières sont généralement caractérisées par un diamètre de cœur plus important que les fibres monomodes, et l'expression de la fréquence normalisée (1.12) permet de se rendre compte que si une fibre est monomode à une certaine longueur d'onde, elle peut être multimode à une longueur d'onde inférieure. Encore une fois, l'approche géométrique peut être utilisée pour comprendre rapidement la différence entre une fibre monomode et une fibre multimode, comme illustré figure 1.13. À cause du faible diamètre de cœur d'une fibre monomode, seul un rayon est possible, se propageant le long de l'axe de la fibre. En revanche, pour un rayon de cœur plus important, les conditions sur la réflexion totale interne permettent la propagation de différents rayons.



FIGURE 1.13 – Comparaison entre une fibre monomode (gauche) et une fibre multimode (droite) en utilisant l'approche géométrique [40]

1.2.4 Les fibres optiques biréfringentes

Tous les calculs précédemment effectués sont basés sur la supposition que lorsque la fibre optique est fabriquée, le cœur est exempt de toute biréfringence, c'est à dire qu'il ne présente qu'un seul indice optique n_c . Dans ce cas, il n'y a pas de déphasage induit entre les deux composantes du champ électrique, et tout état de polarisation en entrée de la fibre est conservé jusqu'à son extrémité. Cette hypothèse est en réalité très peu probable : le simple procédé de fabrication, qui consiste généralement à étirer une préforme de silice, génère des contraintes résiduelles liées aux effets mécaniques de l'étirement ou au refroidissement de la fibre. Des défauts géométriques, comme une légère ovalisation du cœur, génèrent aussi de la biréfringence : en l'absence de symétrie de révolution, l'indice effectif perçu par deux modes orthogonaux ne sera pas le même, ce qui provoquera un déphasage et modifiera l'état de polarisation de l'onde lumineuse. Lors de l'utilisation de la fibre, l'application de contraintes externes (torsion ou courbure de la fibre) est également susceptible de générer de la biréfringence : si la silice est contrainte de manière anisotrope, son indice optique sera modifié en conséquence par des effets photoélastiques. A cause de la biréfringence intrinsèque et extrinsèque, il est ainsi très difficile de conserver un état de polarisation spécifique dans une fibre monomode présentant de la biréfringence, à moins d'exciter seulement le mode fondamental et d'éviter tout couplage d'énergie avec les composantes orthogonales du mode au cours de la propagation de la fibre. Pour remplir la deuxième condition, il faut que la longueur de battement L_B , qui est la longueur de fibre nécessaire pour que le déphasage entre les deux polarisations orthogonales atteigne 2π , soit très différente de la période des perturbations de l'indice présentes dans la fibre. Par exemple, si la fibre est soumise à des perturbations mécaniques de périodes comparables à L_B , il en résultera un fort couplage entre les deux polarisations orthogonales. Supposons que la fibre présente deux indices optiques :

- n_l , pour l'indice lent, l'indice optique le plus élevé et donc là où la vitesse de phase de l'onde sera la plus lente ;
- n_r , pour l'indice rapide, l'indice optique le plus faible et donc là où la vitesse de phase de l'onde sera la plus rapide.

L_B est alors défini comme :

$$L_B = \frac{\lambda}{|n_r - n_l|} \quad (1.13)$$

Il faut donc que L_B soit très grande, et donc la biréfringence très faible, ou au contraire que

L_B soit très petite, donc la biréfringence importante. En pratique, il est beaucoup plus simple de fabriquer une fibre fortement biréfringente : ces fibres sont caractérisées par une forte dissymétrie ou des dopages locaux aux terres rares (figure 1.14). Cela implique l'existence de deux indices optiques différents selon l'axe de propagation et donc de vitesses différentes : il en résulte deux axes préférentiels de propagation, un axe rapide et un axe lent [44].

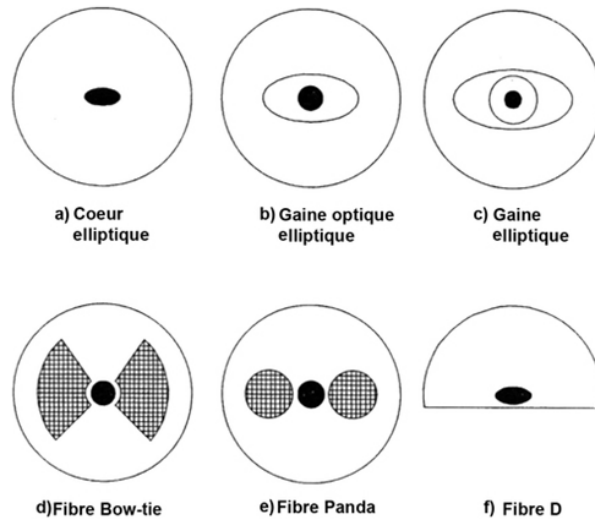


FIGURE 1.14 – Différentes fibres optiques biréfringentes⁴ : cœur en noir, zones dopées en gris

Les fibres Panda sont fabriquées en usinant deux alésages dans la préforme avant étirement, et en y insérant des barreaux de silice dopée aux terres rares. Ces barreaux présentent à la fois un indice optique différent de la silice formant le cœur de la fibre, mais aussi des propriétés mécaniques différentes, notamment le coefficient de dilatation thermique. Lors de l'étirement de la préforme, réalisé à très haute température, cette différence sera source de contraintes anisotropes permanentes autour du cœur et donc, par effet photo-élastique, d'une différence d'indice optique importante. Lorsqu'une polarisation arbitraire est injectée dans cette fibre, elle est décomposée en deux champs alignés selon les axes rapides et lents de la fibre, et le couplage entre ces deux composantes orthogonales reste minimal. Lorsqu'une polarisation linéaire est alignée selon un des deux axes (rapide ou lent), l'état de polarisation en sortie de la fibre est le même qu'en entrée, c'est pourquoi ces fibres sont désignées comme étant des fibres à maintien de polarisation, ou fibres PM, de l'anglais *Polarization Maintaining*. Si une polarisation linéaire est injectée selon un seul des axes de la fibre PM, toute la puissance optique P_1 est en théorie conservée sur cet axe. Malgré tout, il existe en réalité toujours des phénomènes de couplages, et une fraction P_2 se retrouvera sur l'autre axe. Les fibres PM sont ainsi caractérisées par leur taux d'extinction T_E , exprimé par :

$$T_E = 10 \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right) \quad (1.14)$$

Pour une fibre Panda (figure 1.14e), T_E est typiquement inférieur à -25dB.

4. Illustration issue de http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M06_C04/co/Contenu_14.html, consulté le 30 juin 2021

1.3 Les capteurs à fibre optique

En plus de leur utilisation dans le domaine des télécommunications, les fibres optiques sont aujourd'hui utilisées en tant que capteurs : il en existe une grande variété, permettant d'étudier différentes propriétés de la lumière et donc d'en déduire les variations de nombreux paramètres physiques. La plupart des capteurs actuels (hors capteurs à fibre optique) sont basés sur la conversion d'une grandeur électrique (tension, courant) en une information utile. L'utilisation de ces systèmes électriques peut poser plusieurs problèmes : sensibilité aux perturbations électromagnétiques, impossibilité d'utilisation dans des environnements inflammables (risque d'étincelles). Les capteurs à fibre optique (CFO) sont basés sur l'analyse d'un signal optique contenu dans la fibre, et non d'un signal électrique, les rendant insensibles aux perturbations électromagnétiques. Ils sont le plus souvent réduits à la dimension de la fibre, en faisant des systèmes peu intrusifs, et la très faible atténuation de la lumière dans la fibre permet une propagation de la lumière à longue distance, offrant des possibilités de mesures déportées.

Les CFO peuvent être classés de différentes façons, par exemple selon qu'ils soient extrinsèques (la fibre sert uniquement à porter le signal jusqu'au capteur) ou intrinsèques (la fibre joue le rôle de transducteur et est sensible à la perturbation) [45], mais également selon la répartition spatiale de la mesure : capteurs ponctuels (mesure en un point), multipoints (mesure en plusieurs points) ou distribués (mesure tout au long de la fibre). Enfin, ils peuvent être classés selon leur type, avec notamment :

- Les capteurs de Fresnel, basés sur l'analyse de l'intensité lumineuse dans une fibre ;
- Les méthodes OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*) et OFDR (*Optical Frequency Domain Reflectometry*), basées sur la rétrodiffusion d'un signal dans la fibre et qui permettent une mesure continue en tout point de la fibre ;
- Les capteurs à réseaux de Bragg, se comportant comme des filtres sélecteurs en fréquence [10]. Ils sont caractérisés par une longueur d'onde spécifique réfléchi par un réseau photinscrit dans la fibre, appelée longueur d'onde de Bragg et qui varie notamment sous l'effet de la contrainte et de la température ;
- Les capteurs interférométriques, basés sur l'étude des interférences entre des ondes lumineuses et qui sont des versions fibrées des interféromètres en espace libre classiques (Fabry-Pérot, Sagnac, Mach-Zehnder ou Michelson) [44] ;

La diversité des capteurs à fibre optique rend possible un grand nombre d'applications : mesures de déplacements, déformations, contraintes, pressions, indices optiques, tensions, vitesses, températures ou capteurs chimiques grâce à différentes configurations de capteurs [46]. La faible intrusivité des CFO les rend très utiles dans le secteur du SHM (*Structural Health Monitoring*), le contrôle *in-situ* de structures (bâtiments, ponts, ouvrages d'arts de génie civil, pièces composites...) par l'intégration de capteurs au cœur de celles-ci. Cela permet, durant toute la vie de la structure concernée, de surveiller une multitude de paramètres afin de s'assurer de son intégrité. Les CFO sont aussi très utilisés dans les domaines de la chimie et de l'environnement,

notamment pour évaluer la concentration d'une espèce biologique, chimique ou minérale dans un milieu, dans le domaine médical à cause de leur faible intrusivité [47], dans le secteur nucléaire pour des mesures de température dans des environnements fortement irradiés (réacteurs, centres de stockage)[48, 49], dans le secteur pétrolier pour des mesures de pression, de déformation ou de température à grande distance (puits, pipelines) [50]. Enfin, la diversité des CFO permet souvent de choisir entre plusieurs architectures pour mesurer un paramètre quelconque, en fonctions des contraintes spécifiques à l'application. Par exemple, pour réaliser une mesure de température, il est possible de :

- Utiliser un capteur FBG et déduire la température de la variation de la longueur d'onde de Bragg ;
- Utiliser un capteur interférométrique, où la différence de phase est causée par la traversée d'un milieu dont l'indice optique varie avec la température ou qui se dilate sous l'effet de cette dernière ;
- Utiliser un capteur de Fresnel, dont l'extrémité est couverte d'un matériau dont l'indice optique varie avec la température ;
- Utiliser les diffusions Raman ou Brillouin, sensibles aux variations de température [46, 51].

Dans ce chapitre, seul le fonctionnement et les applications du capteur de Fresnel utilisé dans le cadre de cette thèse sont détaillées. Ce capteur a été choisi à cause de son faible coût, de sa facilité de mise en oeuvre, de sa capacité à mesurer l'indice optique de la matière et de la simplicité de l'équipement nécessaire pour réaliser l'acquisition des données.

1.4 Le capteur de Fresnel

1.4.1 Principe de base du capteur de Fresnel

Les capteurs dits de Fresnel sont un des nombreux types de CFO et sont basés sur l'étude d'une variation d'intensité du signal réfléchi à l'extrémité d'une fibre. Cette variation est causée par un changement de l'indice optique du matériau situé à l'extrémité de la fibre, influant sur la part de lumière réfléchie par le dioptre fibre/matière. Ce dioptre sensible, qui sera dans la suite du manuscrit régulièrement appelé « le Fresnel » car étant le capteur à proprement parler, est créé en coupant la fibre perpendiculairement à son axe, ce qui s'appelle le clivage. De manière similaire aux deux approches expliquant le guidage de la lumière dans une fibre, le fonctionnement du capteur de Fresnel peut d'abord être représenté par l'approche géométrique, comme sur la figure 1.15. Cette approche ne permet en revanche pas de savoir quelle fraction de la puissance incidente sur le dioptre est réfléchie. L'approche électromagnétique, représentée dans la figure 1.16, permet de déterminer ce paramètre primordial à partir des formules de Fresnel [12].

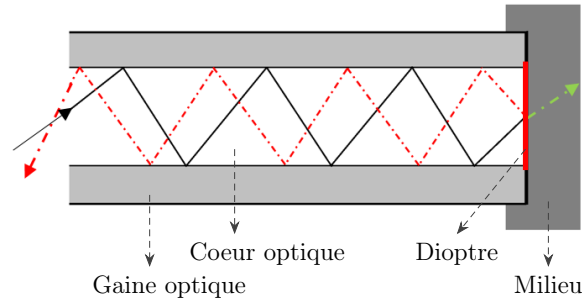


FIGURE 1.15 – Principe du capteur de Fresnel, approche géométrique. Rayon incident en noir, rayon réfracté en vert et rayon réfléchi en rouge.

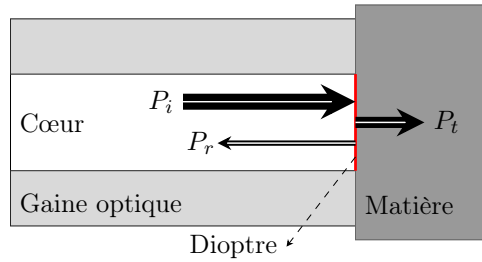


FIGURE 1.16 – Principe du capteur de Fresnel, approche électromagnétique

Pour déterminer les puissances réfléchies, il est nécessaire de d'abord s'intéresser aux champs électriques qui forment l'onde lumineuse. Lorsqu'un rayon lumineux frappe un dioptré plan avec une incidence non-normale, comme sur la figure 1.17, le vecteur d'onde est colinéaire au rayon lumineux. Le plan d'incidence étant défini par le plan formé par la normale à l'interface et le rayon, il est possible de différencier deux cas pour le champ électrique :

- Polarisation parallèle (ou polarisation p) lorsque le champ est parallèle au plan d'incidence ;
- Polarisation perpendiculaire (ou polarisation s , de l'allemand *senkrecht*), lorsque le champ est perpendiculaire au plan d'incidence.

Cette différenciation est très importante, car dans le cas de l'incidence non normale, les amplitudes des champs réfléchis et transmis à l'interface, données par les coefficients de Fresnel, ne sont pas les mêmes. Pour une interface entre deux milieux isotropes, les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique sont pour des ondes planes [12] :

$$r_{\perp} = r_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (1.15)$$

$$r_{\parallel} = r_p = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \quad (1.16)$$

avec θ_2 l'angle entre la normale au plan d'incidence et le vecteur d'onde du champ dans le second milieu. En pratique, il n'est pas possible de mesurer l'amplitude des champs électriques, leur fréquence étant d'environ 200 THz pour une lumière infrarouge de longueur d'onde 1550 nm. La grandeur enregistrée est une puissance optique, proportionnelle au carré du module du champ électrique en vertu de la définition du vecteur de Poynting [20]. Les coefficients de réflexion

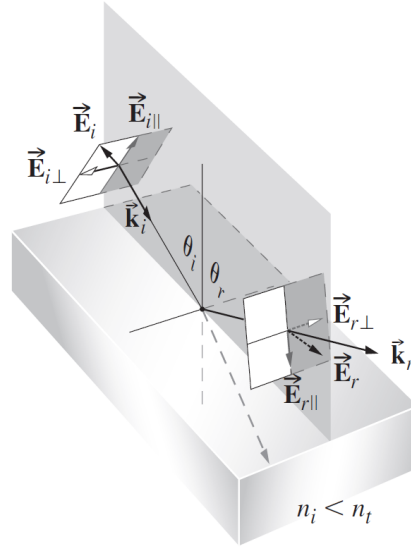


FIGURE 1.17 – Représentation des polarisations $\parallel$ et $\perp$ à l'interface entre deux matériaux [13]

en puissance sont ainsi $R_{\perp} = |r_{\perp}|^2$ et $R_{\parallel} = |r_{\parallel}|^2$. En incidence normale ($\theta_i = 0^\circ$), les deux coefficients sont équivalents, comme illustré sur la figure 1.18.

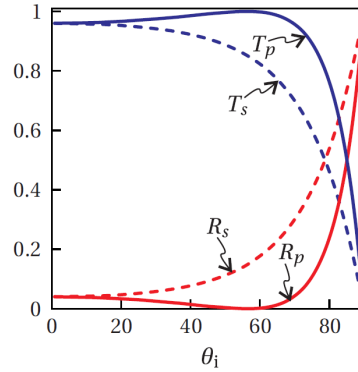


FIGURE 1.18 – Coefficients de Fresnel de réflexion (R_s , R_p) et transmission (T_s , T_p) en puissance, en fonction de l'angle d'incidence θ_i et pour une interface air/verre ($n_a = 1,0$ et $n_v = 1,5$) [52]

L'emploi prédominant des fibres monomodes pour ce capteur est lié aux caractéristiques de propagation de la lumière dans ce type de fibre, qui a la particularité de ne guider que le mode fondamental. Ce dernier, se propageant parallèlement à l'axe de la fibre [43], permet de simplifier les coefficients de Fresnel si le clivage a été bien réalisé : le dioptré est dans ce cas perpendiculaire à l'axe de la fibre et l'hypothèse de l'incidence normale peut être faite. Les indices optiques pouvant être des complexes exprimés sous la forme $n = n' + ik$, le coefficient de réflexion en puissance et en incidence normale vaut alors :

$$R = \frac{(n'_1 - n'_2)^2 + (k_1 - k_2)^2}{(n'_1 + n'_2)^2 + (k_1 + k_2)^2} \quad (1.17)$$

Ainsi, à l'interface entre un milieu transparent (par exemple l'air) et un milieu présentant une forte absorption (donc avec une forte composante complexe dans son indice), la présence de cette partie imaginaire va venir augmenter la part de lumière réfléchie. Dans le cadre d'un capteur de Fresnel, la silice utilisée pour la fibre peut être considérée comme transparente aux fréquences optiques, et son coefficient d'extinction peut être négligé. En négligeant également la partie imaginaire pour le second milieu, au niveau du dioptre entre la fibre et la matière, il est alors possible d'écrire :

$$R = \frac{P_{\text{réfléchiée}}}{P_{\text{incidente}}} = \left(\frac{n_{\text{coeur}} - n_{\text{matière}}}{n_{\text{coeur}} + n_{\text{matière}}} \right)^2 \quad (1.18)$$

Un point important à noter est que les formules précédentes, utilisées pour décrire la puissance réfléchie à l'extrémité d'une fibre monomode, sont basées sur les coefficients de Fresnel pour des ondes planes. Or, le mode fondamental d'une fibre monomode n'est pas une onde plane, mais s'exprime à l'aide des fonctions de Bessel [41, 43]. Il peut cependant être approché de manière satisfaisante par un faisceau gaussien [53]. Or, d'après LEO & MAIA [54], pour un faisceau gaussien de *waist* égal à $10,4 \mu\text{m}$, typique du mode se propageant dans une fibre monomode commerciale à 1550 nm , la différence entre le coefficient de Fresnel pour un faisceau gaussien et le coefficient de Fresnel pour une onde plane est de l'ordre de 10^{-5} . Cela justifie l'approximation de l'incidence normale et l'utilisation pour le capteur des coefficients dérivés des ondes planes.

La puissance reçue par le capteur dépend donc directement de la différence d'indice entre les milieux. Pour étudier cette puissance, différents éléments sont utilisables, le plus courant étant la cellule photosensible. Un montage optique simple permettant de réaliser un capteur de Fresnel est représenté figure 1.19.

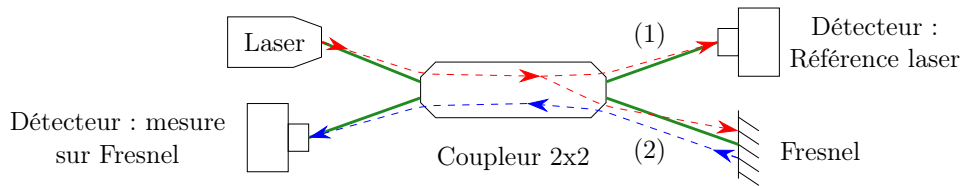


FIGURE 1.19 – Principe du capteur de Fresnel, montage de base. Fibres monomodes en vert, trajet de la lumière en rouge et bleu

Le signal lumineux généré par le laser est d'abord séparé par un coupleur : cela permet d'avoir une mesure de référence à l'extrémité de la fibre (1), pour s'assurer que la puissance du laser ne fluctue pas au cours du temps, et permet si besoin de compenser ces dérives. Au niveau du dioptre fibre/matière à l'extrémité de la fibre (2) se trouve le capteur de Fresnel : une partie de la puissance lumineuse est réfléchie, passe de nouveau dans le coupleur et peut être mesurée à l'aide d'un détecteur.

Le premier point pour obtenir une mesure précise est de connaître avec précision les puissances incidentes et réfléchies sur le dioptré, pour les relier à la différence entre l'indice optique de la fibre et celui de la matière. Dans le cas d'un montage entièrement réalisé en fibre optique, cela implique de connaître avec précision la totalité des pertes dans le système : il faut alors les mesurer pour chaque composant, mesurer précisément les ratios des coupleurs et prendre en compte les pertes d'insertion à toutes les jonctions entre les composants. Un tel travail est fastidieux, sans réelle garantie sur la précision gagnée. Afin de s'affranchir des problèmes de pertes dans le système, une solution simple à mettre en œuvre consiste à étudier le rapport entre la puissance réfléchie par une matière connue comme l'air et celle réfléchie par un milieu inconnu [15, 55]. Le calcul permet en effet d'introduire un coefficient d'atténuation K_{att} dû aux pertes dans le système ou aux ratios des coupleurs et autres composants optiques. Une première mesure réalisée en laissant l'extrémité de la fibre dans l'air donne :

$$\frac{P_{r,air}}{P_{i,air}} = K_{att,air} \left(\frac{n_c - n_{air}}{n_c + n_{air}} \right)^2 \quad (1.19)$$

avec $P_{i,air}$ la puissance incidente, $P_{r,air}$ la puissance réfléchie, n_c l'indice du cœur de la fibre et n_{air} l'indice de l'air. Une deuxième mesure réalisée en plongeant la fibre dans le milieu d'indice inconnu donne :

$$\frac{P_{r,mat}}{P_{i,mat}} = K_{att,mat} \left(\frac{n_c - n_{mat}}{n_c + n_{mat}} \right)^2 \quad (1.20)$$

avec $P_{i,mat}$ la puissance incidente, $P_{r,mat}$ la puissance réfléchie, n_c l'indice du cœur de la fibre et n_{mat} l'indice de la matière. Si les deux coefficients d'atténuation K_{att} sont égaux et que la puissance incidente ne change pas entre les deux mesures, le calcul permet de facilement les éliminer :

$$R = \frac{\frac{P_{r,air}}{P_{i,air}}}{\frac{P_{r,mat}}{P_{i,mat}}} = \frac{P_{r,air}}{P_{r,mat}} = \frac{\left(\frac{n_c - n_{air}}{n_c + n_{air}} \right)^2}{\left(\frac{n_c - n_{mat}}{n_c + n_{mat}} \right)^2} \quad (1.21)$$

Le rapport R des puissances réfléchies est facilement mesurable, tandis que n_c et n_a sont connus. Isoler n_{mat} donne une équation du second degré avec deux solutions, et en posant :

$$\eta = \frac{n_c - n_{air}}{n_c + n_{air}} \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (1.22)$$

La première solution correspond à la situation où le milieu possède un indice n_{mat} inférieur à n_c et vaut :

$$n_{mat} = n_c \frac{1 - \eta}{1 + \eta} \quad (1.23)$$

La deuxième solution correspond à la situation où le milieu possède un indice n_{mat} supérieur

à n_c et vaut :

$$n_{mat} = n_c \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \quad (1.24)$$

Ce principe de mesure à l'aide d'un milieu de référence est très utile quand une grande précision de la mesure est requise et peut aussi être adapté pour réaliser des mesures dans matériaux absorbants dotés d'un indice de réfraction complexe avec un coefficient d'extinction [56], sous réserve de connaître le dit coefficient. Les formules précédentes supposent de plus que l'indice de la fibre et du milieu ne varient pas, ce qui implique une pression et une température constantes. Dans le cas où ces grandeurs varient, il peut être nécessaire, en fonction de la précision souhaitée, de disposer de moyens mesures annexes.

1.4.2 Architectures complexes pour la mise en oeuvre d'un capteur de Fresnel

D'autres architectures de capteurs, plus complexes mais offrant des informations supplémentaires sur le système de mesure, peuvent être mises en œuvre. Pour remplacer le détecteur de référence servant à déterminer les fluctuations de la source ou les pertes en ligne, il est possible d'utiliser des réseaux de Bragg photo-inscrits près de l'extrémité de la fibre [57]. Le rôle du FBG est ainsi double : il permet une mesure de variation de température en étudiant la variation de la longueur d'onde réfléchie par le réseau, et l'intensité du pic peut être reliée aux pertes dans le système. Un interrogateur OTDR a aussi été utilisé afin de mesurer l'indice optique d'un matériau à l'extrémité d'une fibre monomode [58] : l'analyseur OTDR, jouant à la fois le rôle de source laser et de récepteur, permet d'éviter l'utilisation d'un montage incluant des coupleurs et un détecteur séparé. L'OTDR étant basé sur l'analyse de l'intensité rétrodiffusée, ce montage permet de repérer le pic du signal dû à la réflexion de Fresnel sur de longues distances. Comme sur un capteur de Fresnel standard, la variation d'indice optique du milieu test entraînera une variation du rapport puissance émise/puissance réfléchie à l'extrémité de la fibre, mais l'OTDR offre l'avantage de facilement déterminer l'atténuation du signal dans la fibre, permettant de mieux connaître la puissance incidente sur le dioptré et si le signal a été perturbé avant d'atteindre l'extrémité de la fibre à cause d'une contrainte exercée sur cette dernière [59].

Concernant les possibilités de mise en oeuvre d'un réseau de mesure, les capteurs de Fresnel sont facilement utilisables sur des montages en parallèle, notamment avec un système de démultiplexage AWG (*Arrayed Waveguide Grating*) [60] : dans cette expérience, une source à large bande sert d'émetteur, et les différentes longueurs d'onde sont séparées dans plusieurs fibres optiques par l'AWG. Un système de coupleurs permet de récupérer les différents signaux réfléchis, chacun étant analysé séparément par une cellule photo-sensible. Puisque les réflexions de Fresnel dans chaque fibre sont basées sur des signaux optiques de longueurs d'onde différentes, les signaux réfléchis n'interféreront pas : il est alors possible d'utiliser le système AWG pour multiplexer le signal et de se servir d'un analyseur de spectre optique pour déterminer les différentes fréquences contenues dans un signal ainsi que leurs amplitudes respectives [61]. Utiliser un commutateur optique [62], un composant avec une entrée et plusieurs sorties, permet aussi de

choisir dans quel fibre diriger le faisceau lumineux. D'autres travaux ont permis de réaliser des systèmes combinant deux des principes cités précédemment, à savoir l'interrogation OTDR et l'utilisation de capteurs de Fresnel en parallèle [63] : un OTDR capable d'émettre sur plusieurs longueurs d'onde est utilisé, les longueurs d'onde étant ensuite démultiplexées et recombinaées par un système AWG, permettant des mesures d'indices optiques à grande distance.

1.4.3 Paramètres physiques mesurables avec un capteur de Fresnel

Puisque l'indice optique caractérise la réponse au niveau atomique d'un milieu à une excitation lumineuse [13], la mesure de l'indice est une manière d'obtenir de nombreuses informations telles que la composition atomique du dit milieu, sa température et sa pression. Toutes ces mesures peuvent être réalisées simplement en plongeant l'extrémité de la fibre dans le milieu inconnu et en mesurant la puissance réfléchiée, pour ensuite en déduire un indice optique, ce qui confère au capteur de Fresnel un large champ d'applications. Cette méthode est applicable aussi bien pour des composés purs que des mélanges, où l'indice optique effectif peut être relié à la fraction de ses constituants à l'aide de lois de mélange tels que les modèles de Bruggeman ou de Maxwell-Garnett [14].

Lorsque la tête sensible du capteur de Fresnel est recouverte d'une matière dont l'indice optique varie avec la température, cela permet de remonter à cette dernière sur une grande plage de valeurs : températures cryogéniques [64], ambiantes [65], ou hautes températures [16] (ici en prenant en compte l'effet additionnel de la réticulation de la résine sur la variation de l'indice optique). Dans ces trois exemples, l'extrémité de la fibre est recouverte d'une résine époxy, choisie à cause de son coefficient thermo-optique $\partial n / \partial T$ pouvant être considéré constant dans la plage de température étudiée, impliquant une réponse linéaire du capteur.

Les capteurs de Fresnel peuvent aussi être utilisés dans le domaine de la chimie : lorsque des espèces chimiques ont un impact sur l'indice optique d'un milieu, il est possible de se servir d'un capteur de Fresnel pour remonter à la concentration de l'espèce. Des mélanges aux propriétés bien documentées tels que les mélanges eau-alcool sont souvent utilisés pour tester les capacités d'un système de mesure de concentration d'espèces chimiques, et le Fresnel peut lui aussi être utilisé dans ce cadre [66], permettant ici une mesure en temps réel de la concentration d'éthanol utile dans des applications industrielles ; la compensation de température est réalisée en contrôlant la température du liquide avec un système annexe pour compenser la variation d'indice optique induite par ce phénomène. La concentration d'une solution saline peut également être mesurée de manière similaire [67] : pour réaliser une mesure simultanée de température et de concentration, plusieurs fibres sont connectées avec un système AWG, chaque extrémité de fibre étant plongée dans des liquides avec des coefficients thermo-optiques différents, ce qui permet d'obtenir un système matriciel avec les équations donnant l'évolution de l'indice optique. Pour être sensible à certaines espèces chimiques comme des ions, une solution est de recouvrir l'extrémité de la fibre d'une membrane réagissant avec les ions, méthode appliquée au Cd^{2+} dans [68]. De manière similaire, pour détecteur des composés chimiques volatiles, un matériau poreux comme la zéolite

peut être déposé à l'extrémité de la fibre [69] : cela a pour effet de piéger les molécules des composants dans la zéolite, modifiant ainsi l'indice effectif mesuré par le Fresnel.

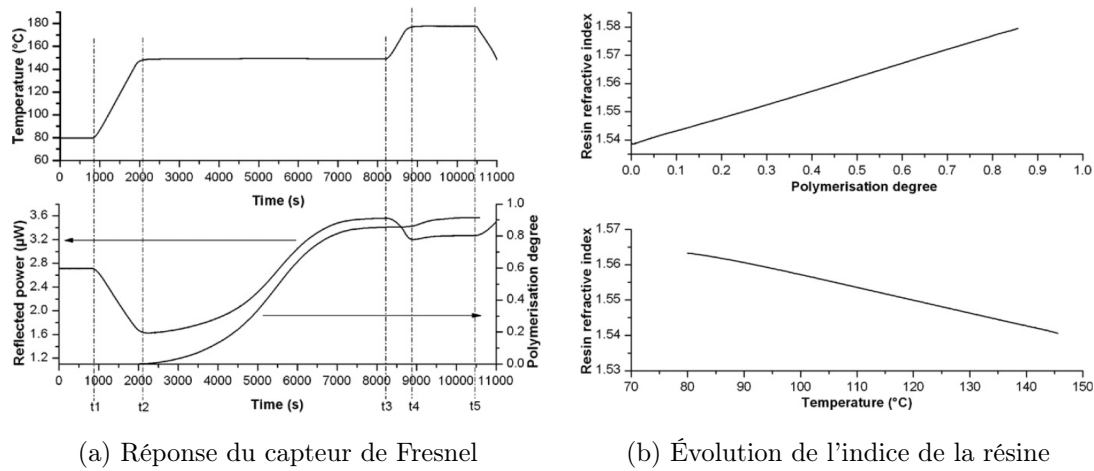
Parmi les nombreux autres phénomènes physico-chimiques pouvant être identifiés avec des capteurs de Fresnel se trouvent :

- Le changement de pH d'une solution, en recouvrant l'extrémité de la fibre d'une matière qui réagit aux variations du potentiel hydrogène [70] ;
- La réticulation d'un adhésif UV [71] ;
- Des changements de phase dans des solutions aqueuses [72] ou des alcanes [73]. Ces transformations sont en effet généralement associées à des variations de densité de la matière et ont une influence directe sur l'indice optique de la matière, le sens de variation permettant d'identifier précisément le changement ayant lieu ;
- La présence de bulles de gaz dans un milieu liquide [74] : les gaz étudiés ont ici des indices optiques différents de celui du liquide, et la très faible taille des capteurs de Fresnel leur permet d'étudier l'indice optique sur des zones de petites dimensions ; différents types de gaz peuvent ainsi être discernés.

1.4.4 Applications aux résines époxy

Un des points importants pour les pièces composites est le suivi du processus de fabrication. En plus de la faible intrusivité du capteur de Fresnel, caractéristique très importante pour la mise en oeuvre entre deux couches du composite, de nombreux travaux ont permis de mettre en évidence le comportement complexe de la résine époxy ; les résines thermodurcissables ont ainsi un indice optique qui varie avec la température et le taux d'avancement de la réaction de réticulation [15, 75, 76]. La résine RTM6 utilisée par exemple dans la fabrication de pièces aéronautiques a été étudiée en utilisant un capteur de Fresnel par ADURIZ *et al.* [77] : dans un premier temps, avant 150° C, la montée en température s'accompagne d'une diminution de l'indice optique de la résine et donc d'une diminution de la puissance réfléchie, comme illustré sur les figures 1.20a et 1.20b. Lors de la polymérisation à température constante (150° C), l'indice optique augmente avec le degré de polymérisation et la densification de la matière, ce qui implique une augmentation du signal reçu. Lors de la polymérisation, le signal du Fresnel est fortement corrélé au degré de réticulation mesuré par calorimétrie différentielle à balayage.

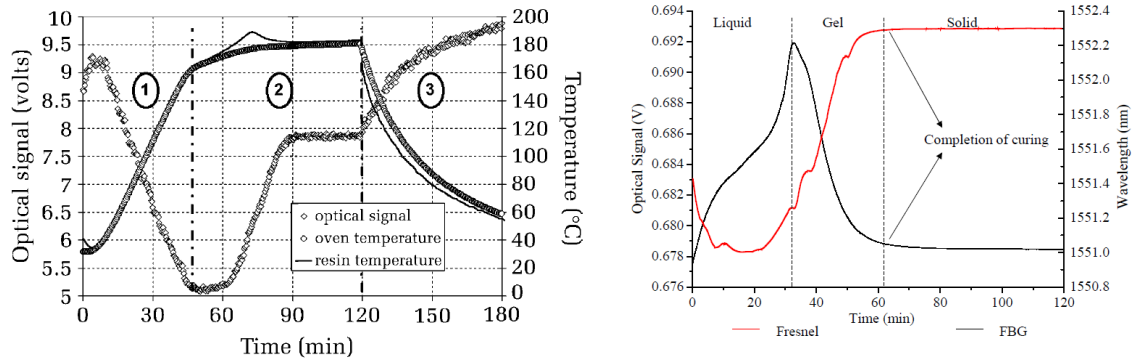
Cette variation d'indice optique caractéristique de la résine a été étudiée à plusieurs reprises [16, 78-80], confirmant son évolution type (décroissance avec la montée en température et croissance durant une réticulation isotherme, comme sur la figure 1.21a). L'utilisation de différents capteurs à fibre optique (Fresnel et FBG) permet de dissocier les effets liés à la température et à la réticulation [78] ; l'évolution de la longueur d'onde de Bragg (grandeur spécifique étudiée par le FBG) s'explique par la variation de densité de la résine. En premier lieu, l'augmentation de la longueur d'onde de Bragg est due à l'augmentation de la température puis sa baisse soudaine indique le début de la gélification, l'augmentation de la densité des jonctions entre les chaînes polymères et le retrait de la résine (figure 1.21b).



(a) Réponse du capteur de Fresnel

(b) Évolution de l'indice de la résine

FIGURE 1.20 – Capteur de Fresnel pour le suivi de réticulation d'une résine RTM6 [77]

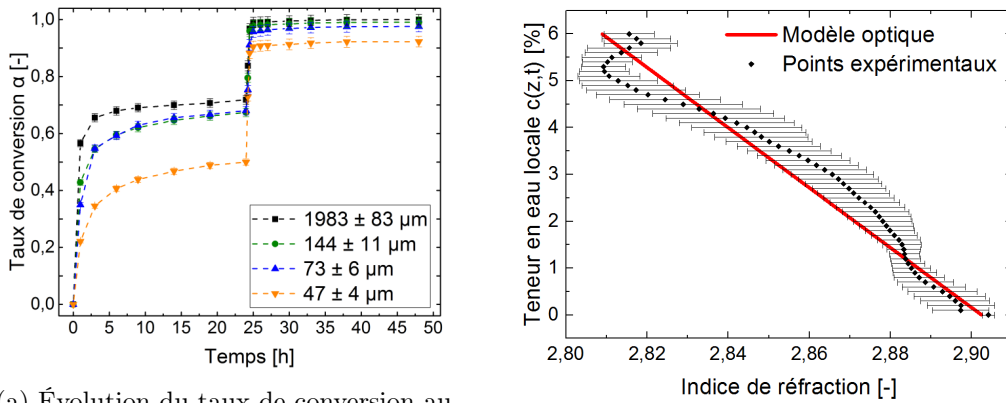


(a) Signal du capteur de Fresnel corrélé avec l'indice optique de la résine [16]

(b) Signaux FBG et Fresnel [78]

FIGURE 1.21 – Suivi de réticulation par capteur de Fresnel

La faible intrusivité des fibres optiques et la petite taille de la zone sensible sont aussi très utiles pour l'étude de milieux avec un gradient d'indice dans des zones de faible épaisseur. C'est par exemple le cas des assemblages collés avec une colle bi-composants époxy/durcisseur, où le capteur de Fresnel permet de réaliser des mesures d'indices optiques qui peuvent être corrélées à des phénomènes de sous-réticulation (figure 1.22a), permettant de mettre en évidence l'existence d'interphases dans ces assemblages [81]. Cette existence d'interphases influe fortement sur la cinétique de diffusion d'eau dans ces assemblages, comme cela a été mis en évidence par GRANGEAT *et al.* [18] à l'aide d'un capteur de Fresnel, puisque l'indice optique de l'assemblage est dépendant de la teneur en eau (figure 1.22b). Un exemple similaire d'application du Fresnel pourrait ainsi être l'étude de la diffusion d'oxygène à travers les parois d'un réservoir en composites [82], où un capteur peu intrusif est indispensable pour limiter l'impact du système de mesure sur la cinétique du phénomène étudié.



(a) Évolution du taux de conversion au cours de la mise en oeuvre pour différentes positions dans un assemblage collé [81]

(b) Lien entre l'indice de réfraction et la teneur en eau locale de l'adhésif [18]

FIGURE 1.22 – Suivi de résine époxy par capteur de Fresnel

1.4.5 Conclusion sur les capteurs de Fresnel

L'un des avantages du capteur de Fresnel est ainsi sa simplicité, puisqu'il ne requiert presque aucune opération préliminaire, en dehors du clivage de la fibre et de l'assemblage du système de mesure. Utiliser un OTDR pour combiner source et détecteur dans un seul appareil, comme réalisé par YUAN *et al.* [59], pourrait encore plus simplifier le système, les coupleurs et un système d'acquisition externe n'étant plus nécessaires. Néanmoins, un interrogateur haut de gamme sera très probablement plus cher qu'une simple source laser et un détecteur à photodiode. Les réfractomètres commerciaux offrent l'avantage d'être prêts à l'emploi, mais ne peuvent pas être utilisés pour des mesures *in-situ*, et requièrent l'extraction d'un échantillon. La plupart d'entre eux, notamment les réfractomètres à main, opèrent dans le domaine de la lumière visible, les mesures réfractométriques dans l'infrarouge demandent alors l'utilisation d'un système sur mesure tel que celui de SAUNDERS *et al.* [83]. Les méthodes interférométriques comme celles décrites par AROSA *et al.* [84] et KACHIRAJU & GREGORY [85] sont utilisées pour des mesures sur des échantillons transparents et sont reconnues pour leur très grande justesse, obtenue au prix d'une importante étape de calibration en amont des mesures. Le capteur de Fresnel s'affirme donc comme un bon compromis, pouvant rapidement être mis en oeuvre et demandant une simple mesure de référence dans l'air. Il peut aussi être utilisé pour mesurer l'indice optique de milieux absorbants avec une partie imaginaire importante dans leur indice optique complexe, pourvu que la partie imaginaire soit connue [56]. En ce qui concerne les échantillons solides, les méthodes interférométriques et réfractométriques peuvent être utilisées pour réaliser des mesures sur des échantillons transparents, ce qui leur confère un avantage par rapport au capteur de Fresnel. Ce dernier ne peut en effet être utilisé que s'il est possible d'insérer la fibre dans l'échantillon au préalable, par exemple avant la réticulation d'une résine époxy ou la solidification du milieu. Enfin, des variantes du capteur classique ont été développées, avec une fibre polie sur le côté pour étudier l'atténuation liée à la perte de la réflexion totale interne [86, 87] sur des fibres multimodes. Néanmoins, il est à noter que l'utilisation de fibres biréfringentes ou de fibres multimodes pour

des capteurs basés sur la réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre ne semble pas avoir été rapportée dans la littérature.

1.5 Réponses aux problématiques associées au capteur de Fresnel

Les fibres optiques biréfringentes, de par leurs propriétés particulières et la possibilité de conserver un état de polarisation s'y propageant, apparaissent intéressantes pour réaliser des mesures d'indices optiques dans des directions spécifiques. Dans un milieu soumis à un champ de contraintes anisotropes étant susceptible de présenter de la biréfringence par effet photo-élastique, par exemple un composite carbone/époxy, la mesure d'une anisotropie optique pourrait être reliée aux déformations anisotropes du milieu. Le chapitre 2 vise ainsi à utiliser les fibres à maintien de polarisation en tant que capteur de Fresnel : la fibre et la matière de chaque côté de l'interface étant biréfringents et non plus isotropes, l'étude de la réflexion sur le dioptre demande de modifier les coefficients de Fresnel pour représenter correctement les milieux et les propriétés de la lumière.

Du fait de modèle de la réflexion de Fresnel, le capteur de Fresnel ne permet que des mesures très localisées, ce qui rend le capteur sensible à des perturbations locales. Augmenter sensiblement le volume de mesure pour donner plus de confiance sur l'indice optique mesuré est alors nécessaire. Afin de répondre à cette problématique, l'utilisation de fibres multimodes en tant que capteur basé sur la réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre est envisagé dans le chapitre 3 : les fibres multimodes possèdent en effet un cœur avec un diamètre bien supérieur à celui des fibres monomodes en silice habituellement utilisées. De plus, ce type de fibre inclut les fibres optiques plastiques, aux propriétés mécaniques différentes de la silice : leur module de Young proche de celui des résines époxy les rendent moins intrusives pour l'instrumentation de joints collés, et leur élongation à la rupture permet d'envisager des mesures dans des structures soumises à des élongations importantes.

La présence d'une bande d'absorption dans un milieu se traduisant par une partie complexe dans l'indice optique qui affecte les coefficients de Fresnel, l'utilisation des formules simples du capteur de Fresnel négligeant l'absorption pour remonter à l'indice du milieu entraîne alors une erreur sur l'indice calculé. L'objectif du chapitre 4 sera de quantifier cette erreur pour différents milieux purs. Des mélanges seront aussi étudiés, pour déterminer les valeurs des coefficients d'extinction permettant de détecter l'ajout d'un composé absorbant au travers d'un écart avec l'indice attendu d'un milieu pur. La pertinence de la spectroscopie sur un capteur de Fresnel pour déterminer la concentration du composé en question sera aussi discutée.

Lors de la mesure de l'indice d'un mélange, par exemple lors du suivi de la prise en eau d'un composite, la présence d'inclusions susceptibles de diffuser la lumière dans un milieu hétérogène peut causer une erreur sur l'indice mesuré à l'aide d'un capteur de Fresnel. Pour quantifier cette erreur, un modèle basé sur la théorie de Mie sera développé dans le chapitre 5.

Capteur de Fresnel basé sur une fibre à maintien de polarisation

L'hétérogénéité des milieux composites ainsi que les états de contraintes anisotropes sont sources de biréfringence intrinsèque et extrinsèque, incompatible avec l'utilisation des formules simples associées au capteur de Fresnel où le milieu est supposé homogène et isotrope. Dans ce chapitre, l'emploi de fibres optiques biréfringentes est considéré, avec l'objectif de réaliser des mesures d'anisotropie optique. Les coefficients de Fresnel entre deux milieux uniaxes sont établis, et les problématiques expérimentales liées aux mesures sur ce type de fibre sont mises en évidence.

Sommaire

2.1	Problématique liée à l'anisotropie du matériau et solution possible . .	36
2.2	Description de la polarisation d'une onde	37
2.2.1	États de polarisation	37
2.2.2	Ellipse de polarisation	38
2.2.3	Le formalisme de Jones	39
2.3	Réflexion de Fresnel entre deux milieux biréfringents	41
2.4	Calculs des coefficients de Fresnel entre deux milieux uniaxes	42
2.4.1	Système d'axes et conventions utilisés	42
2.4.2	Expression des champs électriques et magnétiques	43
2.4.3	Conditions de passage	44
2.4.4	Détermination des coefficients de Fresnel	45
2.4.5	Coefficients de Fresnel dans certains cas particuliers	47
2.4.6	Application à la mesure de biréfringence d'un milieu	48
2.5	Mesure de la biréfringence de la fibre	50
2.5.1	Dispositif expérimental envisagé	50
2.5.2	Modélisation du dispositif de mesure	53
2.5.3	Cas d'une polarisation rectiligne incidente sur le dioptré sensible	54
2.5.4	Influence des désalignements entre les composants	56
2.5.5	Influence d'une polarisation elliptique	59
2.5.6	Influence de biréfringence circulaire	61
2.6	Résultats expérimentaux	62
2.6.1	Problèmes initiaux de stabilité	62
2.6.2	Dépendance des mesures à la largeur spectrale de la source	66

2.6.3	Contrôle des états de polarisation	68
2.6.4	Mesures en transmission	68
2.6.5	Mesures en réflexion	71
2.7	Conclusion sur le Fresnel sur fibre PM	73

2.1 Problématique liée à l'anisotropie du matériau et solution possible

Dans la section 1.1.4 a été abordée la possibilité pour les matériaux de présenter des indices optiques différents en fonction de la direction : cette biréfringence peut être intrinsèque (liée à la structure atomique) ou extrinsèque (liée à l'application de contraintes externes anisotropes et au phénomène de photoélasticité). L'existence d'un état de contraintes anisotropes est un cas courant en mécanique, en particulier lors de l'utilisation de matériaux composites à base de fibres longues, conçus pour présenter la meilleure résistance selon l'orientation des fibres. Cet état de contraintes anisotropes implique donc une anisotropie de l'indice, incompatible avec les formules simples du capteur de Fresnel (équations 1.19 à 1.24), qui sont basées sur l'existence d'un seul indice optique pour le milieu extérieur. Si la différence entre les deux indices est importante, le capteur de Fresnel ne permettra d'estimer qu'un indice effectif qui peut ne pas être représentatif de l'état de la matière dans les différentes directions. Il convient donc d'adapter le capteur de Fresnel pour être capable d'effectuer des mesures d'indices dans les directions considérées.

Pour cela, il est nécessaire d'orienter la polarisation de la lumière selon ces différentes directions et de maintenir cet état dans une fibre : comme décrit dans la section 1.2, les fibres à maintien de polarisation sont particulièrement adaptées pour cela. L'hypothèse principale faite ici est que, au vu des propriétés spécifiques de la fibre, il est possible de dissocier deux réflexions de Fresnel à son extrémité : celle basée sur le champ incident polarisé selon l'axe lent de la fibre, et celle basée sur le champ incident polarisé selon l'axe rapide. Les indices optiques effectifs des deux axes étant différents, des coefficients de Fresnel distincts sont mis en jeu. Cette indépendance entre les deux réflexions est alors très utile pour discerner l'anisotropie optique dans la matière : si cette dernière présente différents indices optiques, alors les coefficients de Fresnel seront aussi affectés. Ainsi, parvenir à identifier la biréfringence de la matière permettrait de déterminer les contraintes dans plusieurs directions : quantifier un champ de contraintes à l'aide d'un capteur de Fresnel est extrêmement intéressant pour le suivi du vieillissement de la pièce (suivi de diffusion d'eau, dégradation moléculaire, champ de déformations...), notamment dans des pièces présentant des propriétés anisotropes comme les composites. Ces objectifs et l'utilisation d'une fibre à maintien de polarisation sont sources de nouvelles problématiques liées au montage expérimental à mettre en oeuvre, aux implications de la biréfringence sur les coefficients de Fresnel et à l'état même de la matière.

Tout d'abord, contrôler l'état de polarisation d'une onde électromagnétique est plus complexe que la simple mesure de la puissance réfléchi : il est en effet nécessaire d'ajouter dans le montage optique des composants de contrôle de la polarisation afin d'obtenir des états de polarisation linéaires dans les directions souhaitées. Ajouter des composants supplémentaires implique des pertes additionnelles dans le système tandis que les possibles désalignements entre eux sont susceptibles de modifier l'état de polarisation de l'onde générée. De plus, utiliser des éléments biréfringents, aussi bien dans le montage que dans le milieu extérieur, vient complexifier les coefficients de Fresnel : en présence d'un côté du dioptre sensible d'une fibre PM ne permettant de réaliser des mesures que dans deux directions, et de l'autre d'un matériau anisotrope dont les directions de contraintes principales ne sont pas forcément alignées avec les axes rapide et lent de la fibre, il n'est plus possible d'utiliser l'équation (1.18) pour déterminer l'indice optique de la matière. Il est donc nécessaire d'établir un nouveau modèle optique prenant en compte cette biréfringence ainsi qu'un protocole de mesure adapté à la mesure des différents indices optiques recherchés, le tout en utilisant un montage en fibre optique fixe permettant seulement d'agir sur l'état de polarisation de l'onde lumineuse. Outre les implications sur les coefficients de Fresnel, il conviendra également d'élaborer un protocole pour identifier, en plus de l'intensité des contraintes, leur direction.

2.2 Description de la polarisation d'une onde

2.2.1 États de polarisation

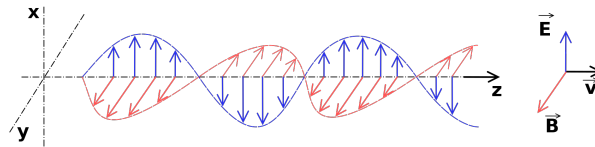


FIGURE 2.1 – Structure d'une onde électromagnétique¹ se déplaçant selon $\vec{z}$

La description des états de polarisation est basée sur une onde électromagnétique telle que représentée dans la figure 2.1. Dans le trièdre direct $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, une onde électromagnétique plane progressive monochromatique de pulsation ω se propageant dans la direction $\vec{z}$ est représentée par le trièdre direct $(\vec{E}, \vec{B}, \vec{k})$, avec $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}_z$. Pour les ondes lumineuses, seul le champ électrique $\vec{E}$ est en général considéré, le champ magnétique pouvant être retrouvé à l'aide des équations de Maxwell, dont les expressions sont rappelées dans l'annexe A. À un instant t , $\vec{E}$ est contenu dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$ et peut s'exprimer par :

$$\vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_x &= E_{o,x} \cos(\omega t - kz) \\ \vec{E}_y &= E_{o,y} \cos(\omega t - kz + \phi) \end{cases} \quad (2.1)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde et ϕ le déphasage entre les deux composantes $\vec{E}_x$ et $\vec{E}_y$. Dans

1. Illustration issue de https://fr.wikipedia.org/wiki/Onde_électromagnétique#/media/Fichier:Onde_electromagnetique.svg, consulté le 30 juin 2021.

le cas de la polarisation dite aléatoire, comme par exemple la lumière du soleil avant diffusion par l'atmosphère, le déphasage $\phi_{y/x}(t)$ est une fonction aléatoire du temps, et $\vec{E}$ se déplace de manière aléatoire dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$. Pour $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$, la polarisation est linéaire : dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$, l'oscillation de $\vec{E}$ au cours du temps décrit une droite, comme sur la figure 2.2a, l'angle dépendant de l'amplitude des deux champs électriques. Si $\phi \neq 0$ ou $\phi \neq \pi$, il s'agit du cas général de la polarisation elliptique (figure 2.2c) : l'orientation et la forme de l'ellipse dépendent des valeurs des composantes $\vec{E}_x$ et $\vec{E}_y$ ainsi que du déphasage. Si $\phi = \pm\pi/2$, alors les demi-axes de l'ellipse sont alignés avec $\vec{x}$ et $\vec{y}$. Si $\phi = \pm\pi/2$ et $E_{0,x} = E_{0,y}$, alors les demi-axes sont égaux et l'ellipse devient un cercle, soit le cas particulier de la polarisation circulaire, figure 2.2b.

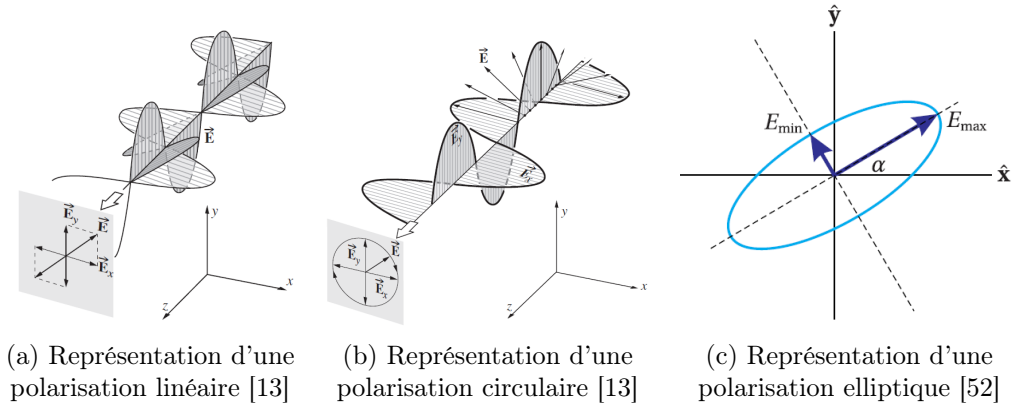


FIGURE 2.2 – Différents états de polarisation

2.2.2 Ellipse de polarisation

Dans le cas général de la polarisation elliptique, l'ellipse de polarisation, figure 2.3, représente la trajectoire que suit au cours du temps le vecteur $\vec{E}$ de l'onde, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Les paramètres qui décrivent cette ellipse sont l'angle d'orientation ou d'azimut α ($0 \leq \alpha \leq \pi$), l'angle d'ellipticité ε ($-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$) et l'angle auxiliaire χ ($0 \leq \chi \leq \pi/2$). Ces paramètres sont liés aux amplitudes des champs E_{0x} et E_{0y} , ainsi qu'au déphasage ϕ entre les composantes du champ électrique par les relations suivantes [88] :

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \phi \quad (2.2)$$

$$\sin(2\varepsilon) = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin \phi \quad (2.3)$$

$$\tan \chi = \frac{E_{0x}}{E_{0y}} \quad (2.4)$$

Ce qui conduit aux équations :

$$\sin(2\varepsilon) = \sin(2\chi) \sin \phi \quad (2.5)$$

$$\cos(2\varepsilon) \cos(2\alpha) = \cos(2\chi) \quad (2.6)$$

$$\cos(2\varepsilon) \sin(2\alpha) = \sin(2\chi) \cos \phi \quad (2.7)$$

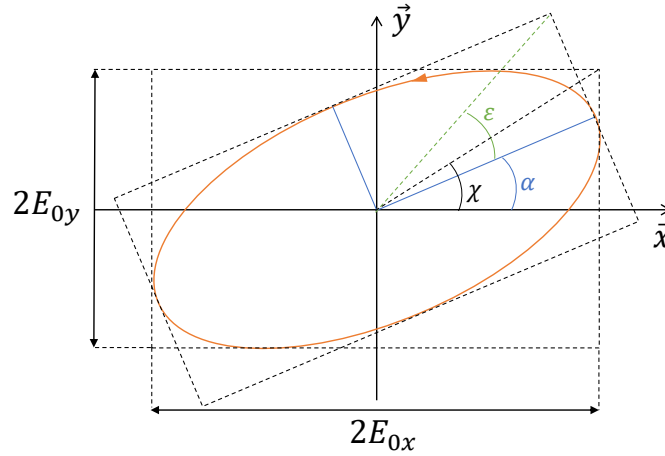


FIGURE 2.3 – Ellipse de polarisation, caractérisée par son orientation α , son ellipticité ε et son angle auxiliaire χ

2.2.3 Le formalisme de Jones

Pour bien comprendre les calculs réalisés dans la suite de ce chapitre, il est nécessaire de présenter le formalisme de Jones. Comme cela vient d'être détaillé, le champ électrique peut être décomposé selon ses deux composantes dans un plan orthogonal à la direction de propagation de l'onde. Les ondes sont alors représentées par des vecteurs de Jones $\mathbf{J} = \begin{pmatrix} J_x & J_y \end{pmatrix}^T$: en reprenant l'onde définie dans l'équation (2.1), la première composante du vecteur de Jones représente $\vec{E}_x$, et la deuxième composante $\vec{E}_y$ tandis que pour les fibres à maintien de polarisation, les composantes du vecteur de Jones peuvent représenter les champs sur l'axe rapide ou lent de la fibre. Les systèmes optiques (polariseur, déphaseur, lame à retard...) sont quant à eux décrits par des matrices de Jones :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Des exemples de vecteurs de Jones d'amplitude unitaire sont donnés dans le tableau 2.1, et des exemples de matrices de Jones dans le tableau 2.2. Le vecteur de Jones d'une polarisation elliptique quelconque peut être obtenu à l'aide des relations qui relient les paramètres de l'ellipse de polarisation entre eux :

$$\mathbf{J}_{\text{ellip}} = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{i\phi} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

L'intérêt principal du formalisme de Jones est l'application des propriétés du calcul matriciel : l'état de polarisation d'une onde de vecteur de Jones $\mathbf{J}$ passant à travers un système optique caractérisé par la matrice $\mathbf{M}_1$ puis à travers le système optique caractérisé par $\mathbf{M}_2$ sera le produit matriciel $\mathbf{M}_2\mathbf{M}_1\mathbf{J}$. Il est facile de voir que, par exemple, le produit matriciel entre une polarisation linéaire selon $\vec{y}$ et un polariseur orienté selon $\vec{x}$ donnera zéro : aucune lumière ne passera. Il est important de noter que le formalisme de Jones ne permet de représenter que des ondes totalement polarisées, ce qui sera le cas dans cette étude, à cause de la présence des différents éléments polarisants (laser et polariseur). Pour des ondes partiellement ou non polarisées, il est nécessaire d'utiliser un autre formalisme, celui de Mueller, qui met en oeuvre les vecteurs de Stokes $S = \begin{pmatrix} S_0 & S_1 & S_2 & S_3 \end{pmatrix}^T$ pour représenter les ondes, et les matrices de Mueller de dimensions 4×4 pour représenter les systèmes optiques. Si l'utilisation du formalisme de Mueller paraît à première vue plus lourde, elle a tout de même ses avantages : les éléments des vecteurs de Stokes représentent des intensités lumineuses, c'est-à-dire des paramètres physiques mesurables, tandis que le formalisme de Jones ne représente que des champs électriques. Ainsi, dans le formalisme de Mueller, la totalité des coefficients sont réels, tandis que le formalisme de Jones peut nécessiter d'utiliser des coefficients complexes, notamment pour la représentation des polarisations circulaires ou elliptiques ainsi que certains éléments optiques.

Linéaire selon $\vec{x}$	Linéaire selon $\vec{y}$	Linéaire selon un angle α par rapport à $\vec{x}$
$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$
Circulaire droite	Circulaire gauche	Linéaire à 45° par rapport à $\vec{x}$
$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$

TABLEAU 2.1 – Vecteurs de Jones de différents états de polarisation

Polariseur avec axe selon $\vec{x}$	Polariseur avec axe selon $\vec{y}$	Polariseur selon un angle α par rapport à $\vec{x}$
$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}$
$\lambda/2$, axe rapide horizontal	$\lambda/4$, axe rapide horizontal	Polariseur circulaire droite
$\begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$	$e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire gauche	Rotateur d'angle α	Réflexion de Fresnel entre 2 milieux isotropes
$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} r_\perp & 0 \\ 0 & r_\parallel \end{pmatrix}$

TABLEAU 2.2 – Matrices de Jones de quelques systèmes optiques

2.3 Réflexion de Fresnel entre deux milieux biréfringents

Afin d'étudier la possibilité d'utiliser des fibres à maintien de polarisation pour réaliser un capteur de Fresnel, il est nécessaire de déterminer les coefficients de réflexion à l'interface entre deux milieux biréfringents, puisque la fibre PM présente deux indices optiques, selon son axe rapide et son axe lent, tandis que le milieu composite à l'extrémité de la fibre est également susceptible de présenter une anisotropie optique. Les coefficients de Fresnel de la section 1.4 ne sont donc plus valables, car faisant l'hypothèse de milieux isotropes. La réflexion de Fresnel entre des milieux biréfringents a été étudiée à plusieurs reprises, par exemple par :

- SIMON & PEREZ [89], avec un article orienté autour du calcul des coefficients de réflexion et transmission à une interface milieu uniaxe/milieu isotrope. Les solutions sont uniquement détaillées pour des cas particuliers (incidence normale, égalité de certains indices).
- LAKHTAKIA *et al.* [90], pour le cas de l'interface entre un milieu isotrope et un milieu uniaxe. À cause de la méthode utilisée, les coefficients de Fresnel sont exprimés en fonction de la pulsation de l'onde, des vecteurs d'ondes, des permittivités diélectriques et magnétiques.
- LEKNER [91], également pour une interface entre un milieu isotrope et un milieu uniaxe. Les coefficients de Fresnel en fonction des indices optiques des milieux sont détaillés uniquement dans le cas de l'incidence normale, et l'auteur compare ses résultats avec notamment ceux de GU & YEH [92], les trouvant cohérents.
- ZHANG & CAULFIELD [93], dans un article présentant la méthodologie utilisée pour étudier la réflexion et la réfraction à l'interface formée par deux cristaux uniaxes. Néanmoins, les résultats généraux obtenus avec un algorithme ne sont pas publiés car « trop longs pour être publiés, mis en page ou prouvés ». Seule la situation correspondant à une interface entre deux matières isotropes est détaillée, et les solutions correspondent aux coefficients de Fresnel classiques.
- YEH [94] et GU & YEH [92], qui furent parmi les premiers à formaliser la matrice de Jones de la réflexion de Fresnel d'une onde lumineuse plane entre un milieu incident isotrope et un milieu uniaxe. Cette méthode, qu'ils appliquent dans [95] pour des écrans à cristaux liquides, met en évidence les phénomènes de couplage entre les polarisations parallèle et perpendiculaire causés par l'anisotropie de la matière, qui les conduisent à introduire une matrice de Jones générale :

$$\begin{pmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

où la première lettre en indice désigne l'état de polarisation incident, le deuxième l'état de polarisation réfléchi, avec s correspondant à la polarisation perpendiculaire, et p à la polarisation parallèle. Les coefficients r_{ss} et r_{pp} représentent donc les coefficients de réflexion directe (polarisation p ou s maintenue après réflexion) et les coefficients r_{sp} et r_{ps} les coefficients de réflexion croisée (polarisation incidente s réfléchie en p et réciproquement). La méthode, qui étudie d'abord les conditions de passage dans des cas généraux, permet de remarquer que les termes de réflexion croisée disparaissent quand l'anisotropie

disparaît, et la matrice devient alors la matrice diagonale d'une réflexion de Fresnel entre deux milieux isotropes. Les solutions complètes permettant de décrire un cas quelconque, très longues, sont mises de côté.

Toutes ces références permettent d'obtenir les mêmes coefficients de Fresnel simplifiés lorsque les paramètres sont choisis pour que la situation corresponde à l'incidence normale entre deux milieux isotropes. Il apparaît de plus que le cas général où l'axe optique possède une orientation quelconque par rapport à l'interface fibre/milieu n'est pas détaillé et que seuls des cas particuliers sont étudiés, notamment celui où l'axe optique est parallèle à l'interface. Malgré ces cas simplifiés, les calculs mettent en évidence des phénomènes de « réflexions croisées » qui peuvent être problématiques pour la détermination de la direction de l'axe optique. Les coefficients de Fresnel à l'interface entre deux milieux biréfringents vont donc être calculés pour déterminer un protocole de mesure de biréfringence du milieu à l'extrémité d'une fibre PM.

2.4 Calculs des coefficients de Fresnel entre deux milieux uniaxes

L'hypothèse d'un axe optique parallèle à l'interface, bien que forte, n'est pas déraisonnable compte tenu de la structure des matériaux composites composés de fibres longues orientées dans une direction spécifique. Une pièce ainsi fabriquée sera conçue pour mieux résister aux efforts dans une direction connue, et il est possible de positionner la fibre pour que cette direction soit dans un plan parallèle à l'interface, ou avec un angle assez faible pour faire cette hypothèse. Dans le cas de l'incidence normale, cette situation correspond à la réflexion de Fresnel à l'extrémité d'une fibre optique à maintien de polarisation, soit le principe du capteur de Fresnel. Les axes $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$ de la figure 2.4 représentent donc les axes lent et rapide d'une fibre biréfringente, et par conséquent n_{11} et n_{12} les indices lent et rapide, respectivement.

2.4.1 Système d'axes et conventions utilisés

Un dioptré plan entre deux milieux uniaxes est maintenant considéré. Le dioptré est contenu dans le plan $(\vec{x}, \vec{y})$. Les axes propres du milieu d'incidence sont orientés selon $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$, et les indices selon ces deux axes sont respectivement n_{11} et n_{12} . Les axes propres du second milieu sont orientés selon $\vec{u}_1$ et $\vec{u}_2$, et les indices selon ces deux axes sont respectivement n_{21} et n_{22} . L'onde incidente, de pulsation ω , se propage selon $\vec{z}$ et est donc en incidence normale sur le dioptré. Les deux systèmes d'axes optiques sont reliés par :

$$\begin{aligned}\vec{u}_1 &= \cos(\alpha)\vec{e}_1 + \sin(\alpha)\vec{e}_2 \\ \vec{u}_2 &= -\sin(\alpha)\vec{e}_1 + \cos(\alpha)\vec{e}_2\end{aligned}\tag{2.11}$$

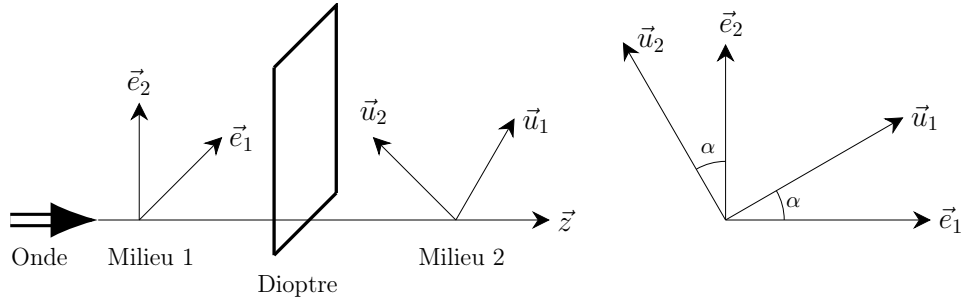


FIGURE 2.4 – Système d'axes utilisé

2.4.2 Expression des champs électriques et magnétiques

En posant $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, soit le vecteur d'onde dans le vide, les champs électriques incident $\vec{E}_i$, réfléchi $\vec{E}_r$ et transmis $\vec{E}_t$ s'expriment par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{E}_i &= E_{i1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{11} z)}\vec{e}_1 + E_{i2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{12} z)}\vec{e}_2 \\ \vec{E}_r &= E_{r1}e^{-i(\omega t + k_0 n_{11} z)}\vec{e}_1 + E_{r2}e^{-i(\omega t + k_0 n_{12} z)}\vec{e}_2 \\ \vec{E}_t &= E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)}\vec{u}_1 + E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)}\vec{u}_2\end{aligned}\quad (2.12)$$

En régime linéaire, les pulsations des champs incident, réfléchi et transmis sont identiques. L'équation de Maxwell-Faraday $\vec{rot}(\vec{E}) = i\omega\vec{B}$ permet maintenant de déterminer les champs magnétiques incident $\vec{B}_i$, réfléchi $\vec{B}_r$ et transmis $\vec{B}_t$:

$$\begin{aligned}\vec{rot}(\vec{E}_i) &= i\omega\vec{B}_i \\ \vec{rot}(\vec{E}_r) &= i\omega\vec{B}_r \\ \vec{rot}(\vec{E}_t) &= i\omega\vec{B}_t\end{aligned}\quad (2.13)$$

Soit :

$$\begin{aligned}\vec{B}_i &= \left(\frac{-1}{\omega}k_0 n_{12}E_{i2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{12} z)}\right)\vec{e}_1 + \left(\frac{1}{\omega}k_0 n_{11}E_{i1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{11} z)}\right)\vec{e}_2 \\ \vec{B}_r &= \left(\frac{1}{\omega}k_0 n_{12}E_{r2}e^{-i(\omega t + k_0 n_{12} z)}\right)\vec{e}_1 + \left(\frac{-1}{\omega}k_0 n_{11}E_{r1}e^{-i(\omega t + k_0 n_{11} z)}\right)\vec{e}_2 \\ \vec{B}_t &= \left(\frac{-1}{\omega}k_0 n_{22}E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)}\right)\vec{u}_1 + \left(\frac{1}{\omega}k_0 n_{21}E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)}\right)\vec{u}_2\end{aligned}\quad (2.14)$$

Pour pouvoir exprimer les conditions d'égalité nécessaires à la détermination des coefficients de Fresnel recherchés, les champs $\vec{B}_t$ et $\vec{E}_t$ sont projetés sur les axes $\vec{e}_1$ et $\vec{e}_2$ à l'aide des relations de l'équation (2.11) :

$$\begin{aligned}\vec{E}_t = & \left(\cos(\alpha)E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)} - \sin(\alpha)E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)} \right) \vec{e}_1 \\ & + \left(\sin(\alpha)E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)} + \cos(\alpha)E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)} \right) \vec{e}_2 \quad (2.15)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{B}_t = & \left(\frac{-1}{\omega} k_0 n_{22} \cos(\alpha)E_{t2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{22} z} - \frac{1}{\omega} k_0 n_{21} \sin(\alpha)E_{t1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{21} z} \right) \vec{e}_1 \\ & + \left(\frac{-1}{\omega} k_0 n_{22} \sin(\alpha)E_{t2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{22} z} + \frac{1}{\omega} k_0 n_{21} \cos(\alpha)E_{t1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{21} z} \right) \vec{e}_2 \quad (2.16)\end{aligned}$$

2.4.3 Conditions de passage

Il y a au niveau du dioptre égalité des composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques [20] :

$$E_{i1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{11} z)} + E_{r1}e^{-i(\omega t + k_0 n_{11} z)} = \cos(\alpha)E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)} - \sin(\alpha)E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)} \quad (2.17)$$

$$E_{i2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{12} z)} + E_{r2}e^{-i(\omega t + k_0 n_{12} z)} = \sin(\alpha)E_{t1}e^{-i(\omega t - k_0 n_{21} z)} + \cos(\alpha)E_{t2}e^{-i(\omega t - k_0 n_{22} z)} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned}\frac{-1}{\omega} k_0 n_{12} E_{i2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{12} z} + \frac{1}{\omega} k_0 n_{12} E_{r2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{12} z} = \\ \frac{-1}{\omega} k_0 n_{22} \cos(\alpha)E_{t2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{22} z} - \frac{1}{\omega} k_0 n_{21} \sin(\alpha)E_{t1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{21} z} \quad (2.19)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{\omega} k_0 n_{11} E_{i1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{11} z} - \frac{1}{\omega} k_0 n_{11} E_{r1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{11} z} = \\ \frac{-1}{\omega} k_0 n_{22} \sin(\alpha)E_{t2}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{22} z} + \frac{1}{\omega} k_0 n_{21} \cos(\alpha)E_{t1}e^{-i\omega t} e^{ik_0 n_{21} z} \quad (2.20)\end{aligned}$$

Pour déterminer les coefficients de Fresnel, le système formé par les quatre équations précédentes peut être simplifié en se plaçant à $z=0$, tandis que les $e^{-i\omega t}$ se simplifient automatiquement :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} E_{i1} + E_{r1} & = & \cos(\alpha)E_{t1} - \sin(\alpha)E_{t2} \\ E_{i2} + E_{r2} & = & \sin(\alpha)E_{t1} + \cos(\alpha)E_{t2} \\ -n_{12}E_{i2} + n_{12}E_{r2} & = & -n_{22} \cos(\alpha)E_{t2} - n_{21} \sin(\alpha)E_{t1} \\ n_{11}E_{i1} - n_{11}E_{r1} & = & -n_{22} \sin(\alpha)E_{t2} + n_{21} \cos(\alpha)E_{t1} \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Ce système peut également s'écrire en isolant les champs incidents E_{i1} et E_{i2} :

$$\begin{cases} \cos(\alpha)E_{t1} - \sin(\alpha)E_{t2} - E_{r1} &= E_{i1} \\ \sin(\alpha)E_{t1} + \cos(\alpha)E_{t2} - E_{r2} &= E_{i2} \\ \frac{n_{21}}{n_{12}} \sin(\alpha)E_{t1} + \frac{n_{22}}{n_{12}} \cos(\alpha)E_{t2} + E_{r2} &= E_{i2} \\ \frac{n_{21}}{n_1} \cos(\alpha)E_{t1} - \frac{n_{22}}{n_{11}} \sin(\alpha)E_{t2} + E_{r1} &= E_{i1} \end{cases} \quad (2.22)$$

2.4.4 Détermination des coefficients de Fresnel

Coefficients en transmission

Il est possible de combiner les lignes du système 2.22 pour éliminer les inconnues E_{r1} et E_{r2} . Cela permet d'obtenir un système à deux équations d'inconnues E_{t1} et E_{t2} :

$$\begin{cases} \cos(\alpha)(n_{11} + n_{21})E_{t1} - \sin(\alpha)(n_{11} + n_{22})E_{t2} &= 2n_{11}E_{i1} \\ \sin(\alpha)(n_{12} + n_{21})E_{t1} + \cos(\alpha)(n_{12} + n_{22})E_{t2} &= 2n_{12}E_{i2} \end{cases} \quad (2.23)$$

Ce système admet une solution unique :

$$\begin{cases} E_{t1} &= t_{11}E_{i1} + t_{12}E_{i2} \\ E_{t2} &= t_{21}E_{i1} + t_{22}E_{i2} \end{cases} \quad (2.24)$$

où t_{ij} les coefficients de Fresnel en transmission recherchés :

$$t_{11} = \frac{2n_{11}(n_{12} + n_{22}) \cos \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.25)$$

$$t_{12} = \frac{2n_{12}(n_{11} + n_{22}) \sin \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.26)$$

$$t_{21} = \frac{-2n_{11}(n_{12} + n_{21}) \sin \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.27)$$

$$t_{22} = \frac{2n_{12}(n_{11} + n_{21}) \cos \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.28)$$

Coefficients en réflexion

Il est également possible d'éliminer E_{i1} et E_{i2} dans le système 2.22 pour obtenir un système à deux équations :

$$\begin{cases} \cos(\alpha)(n_{11} - n_{21})E_{t1} + \sin(\alpha)(n_{22} - n_{11})E_{t2} &= 2n_{11}E_{r1} \\ \sin(\alpha)(n_{12} - n_{21})E_{t1} + \cos(\alpha)(n_{12} - n_{22})E_{t2} &= 2n_{12}E_{r2} \end{cases} \quad (2.29)$$

L'expression des champs E_{r1} et E_{r2} en fonction de E_{i1} , E_{i2} et des coefficients t_{ij} est obtenue en remplaçant E_{t1} et E_{t2} par leurs expressions de l'équation 2.24 :

$$\begin{cases} E_{r1} &= r_{11}E_{i1} + r_{12}E_{i2} \\ E_{r2} &= r_{21}E_{i1} + r_{22}E_{i2} \end{cases} \quad (2.30)$$

où les r_{ij} sont les coefficients de Fresnel en réflexion recherchés :

$$r_{11} = \frac{(n_{12} + n_{22})(n_{11} - n_{21}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} - n_{22}) \sin^2 \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.31)$$

$$r_{12} = \frac{1}{n_{11}} \frac{n_{12}(n_{11} + n_{22})(n_{11} - n_{21}) - n_{12}(n_{11} + n_{21})(n_{11} - n_{22})}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} (\sin \alpha \cos \alpha) \quad (2.32)$$

$$r_{21} = \frac{1}{n_{12}} \frac{n_{11}(n_{12} + n_{22})(n_{12} - n_{21}) - n_{11}(n_{12} + n_{21})(n_{12} - n_{22})}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} (\sin \alpha \cos \alpha) \quad (2.33)$$

$$r_{22} = \frac{(n_{11} + n_{22})(n_{12} - n_{21}) \sin^2 \alpha + (n_{11} + n_{21})(n_{12} - n_{22}) \cos^2 \alpha}{(n_{11} + n_{21})(n_{12} + n_{22}) \cos^2 \alpha + (n_{12} + n_{21})(n_{11} + n_{22}) \sin^2 \alpha} \quad (2.34)$$

Simplification des coefficients de Fresnel

En posant ρ_{ij} les coefficients de réflexion classiques d'un milieu d'indice n_i sur un milieu d'indice n_j , les coefficients de réflexion entre deux milieux uniaxes peuvent être simplifiés :

$$\rho_{11} = \frac{n_{11} - n_{21}}{n_{11} + n_{21}} \quad (2.35)$$

$$\rho_{12} = \frac{n_{11} - n_{22}}{n_{11} + n_{22}} \quad (2.36)$$

$$\rho_{21} = \frac{n_{12} - n_{21}}{n_{12} + n_{21}} \quad (2.37)$$

$$\rho_{22} = \frac{n_{12} - n_{22}}{n_{12} + n_{22}} \quad (2.38)$$

$$r_{11} = \frac{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right) \rho_{11} \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right) \rho_{12} \sin^2 \alpha}{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right) \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right) \sin^2 \alpha} \quad (2.39)$$

$$r_{12} = \frac{n_{12}}{n_{11}} \frac{(\rho_{11} - \rho_{12}) \sin \alpha \cos \alpha}{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right) \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right) \sin^2 \alpha} \quad (2.40)$$

$$r_{21} = \frac{n_{11}}{n_{12}} \frac{(\rho_{21} - \rho_{22}) \sin \alpha \cos \alpha}{\left(\frac{n_{11} + n_{21}}{n_{12} + n_{21}}\right) \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{11} + n_{22}}{n_{12} + n_{22}}\right) \sin^2 \alpha} \quad (2.41)$$

$$r_{22} = \frac{\left(\frac{n_{11} + n_{21}}{n_{12} + n_{21}}\right) \rho_{22} \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{11} + n_{22}}{n_{12} + n_{22}}\right) \rho_{21} \sin^2 \alpha}{\left(\frac{n_{11} + n_{21}}{n_{12} + n_{21}}\right) \cos^2 \alpha + \left(\frac{n_{11} + n_{22}}{n_{12} + n_{22}}\right) \sin^2 \alpha} \quad (2.42)$$

2.4.5 Coefficients de Fresnel dans certains cas particuliers

Dans certains cas particuliers (milieux isotropes, axes optiques alignés ou perpendiculaires...), les coefficients se simplifient et prennent les valeurs du tableau 2.3. Si la dépendance à l'angle α dans le cas d'une interface entre deux milieux isotropes peut surprendre, les résultats sont cohérents avec les définitions des coefficients données dans les équations (2.30) et (2.24) : les t_{ij} et r_{ij} décrivent la fraction du champ incident sur l'axe j dans le premier milieu qui est transmise ou réfléchi sur l'axe i . Ainsi, toujours pour deux milieux isotropes et dans le cas où $\alpha = 0$, le champ incident sur l'axe $\vec{e}_1$ est bien transmis uniquement selon $\vec{u}_1$ et réfléchi uniquement selon $\vec{e}_1$; il en va de même pour les champs sur l'axe $\vec{e}_2$. Pour $\alpha = \pi/2$, l'axe $\vec{e}_1$ est colinéaire à $\vec{u}_2$: le champ incident sur l'axe $\vec{e}_1$ est transmis uniquement selon $\vec{u}_2$ et réfléchi uniquement selon $\vec{e}_1$. Pour $n_{11} = n_{12} = n_1$, les coefficients correspondent à ceux établis par GU & YEH [95]. Lorsque seul le second milieu est isotrope, le champ réfléchi selon un axe dépend uniquement du champ incident sur cet axe, ce qui offre une perspective intéressante : la mesure de la biréfringence de la fibre.

	$n_{11} = n_{12} = n_1$ $n_{12} = n_{21} = n_2$	$\alpha = 0$	$\alpha = \pi/2$	$n_{11} = n_{12} = n_1$	$n_{21} = n_{22} = n_2$
t_{11}	$\frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 + n_2}$	$\frac{2n_{11}}{n_{11} + n_{21}}$	0	$\frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 + n_{21}}$	$\frac{2n_{11} \cos \alpha}{n_{11} + n_2}$
t_{12}	$\frac{2n_1 \sin \alpha}{n_1 + n_2}$	0	$\frac{2n_{12}}{n_{12} + n_{21}}$	$\frac{2n_1 \sin \alpha}{n_1 + n_{21}}$	$\frac{2n_{12} \sin \alpha}{n_{12} + n_2}$
t_{21}	$\frac{-2n_1 \sin \alpha}{n_1 + n_2}$	0	$\frac{-2n_{11}}{n_{11} + n_{22}}$	$\frac{-2n_1 \sin \alpha}{n_1 + n_{22}}$	$\frac{-2n_{11} \sin \alpha}{n_{11} + n_2}$
t_{22}	$\frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 + n_2}$	$\frac{2n_{12}}{n_{12} + n_{22}}$	0	$\frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 + n_{22}}$	$\frac{2n_{12} \cos \alpha}{n_{12} + n_2}$
r_{11}	$\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$	$\frac{n_{11} - n_{21}}{n_{11} + n_{21}}$	$\frac{n_{11} - n_{22}}{n_{11} + n_{22}}$	$\frac{(n_1^2 - n_{22}n_{21}) + n_1(n_{22} - n_{21}) \cos(2\alpha)}{(n_1 + n_{21})(n_1 + n_{22})}$	$\frac{n_{11} - n_2}{n_{11} + n_2}$
r_{12}	0	0	0	$\frac{2n_1(n_{22} - n_{21})}{(n_1 + n_{21})(n_1 + n_{22})}$	0
r_{21}	0	0	0	$\frac{2n_1(n_{22} - n_{21})}{(n_1 + n_{21})(n_1 + n_{22})}$	0
r_{22}	$\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$	$\frac{n_{12} - n_{22}}{n_{12} + n_{22}}$	$\frac{n_{12} - n_{21}}{n_{12} + n_{21}}$	$\frac{(n_1^2 - n_{21}n_{22}) + n_1(n_{21} - n_{22}) \cos(2\alpha)}{(n_1 + n_{21})(n_1 + n_{22})}$	$\frac{n_{12} - n_2}{n_{12} + n_2}$

TABLEAU 2.3 – Coefficients de Fresnel dans certains cas particuliers

2.4.6 Application à la mesure de biréfringence d'un milieu

Soit un laser avec un champ électrique arbitraire polarisé rectilignement, caractérisé par son vecteur de Jones $\mathbf{L} = \begin{pmatrix} A & B \end{pmatrix}^T$. Si les deux axes du laser sont décalés d'un angle θ par rapport aux axes propres d'une fibre à maintien de polarisation, alors il y a projection des composantes sur les axes rapide et lent de la fibre, et la matrice de rotation qui définit ce changement est :

$$\mathbf{R}_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

La matrice $\mathbf{R}_\theta$ peut aussi inclure la totalité des désalignements et représenter la rotation totale du champ incident entre le laser et le dioptre fibre PM/milieu biréfringent, par exemple à cause des désalignements entre les composants. Le champ incident sur le dioptre, dans le système d'axe $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ est donc caractérisé par le vecteur de Jones :

$$\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_{i,1} \\ E_{i,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \cos \theta - B \sin \theta \\ A \sin \theta + B \cos \theta \end{pmatrix}$$

L'axe optique $\vec{a}$ du milieu à l'extrémité de la fibre PM est décalé d'un angle α par rapport à l'axe lent de la fibre, comme dans la figure 2.5

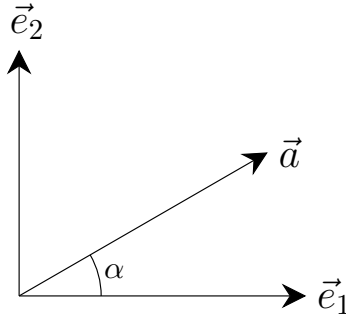


FIGURE 2.5 – Rotation entre les axes de la fibre et l'axe optique du milieu uniaxe considéré

Le champ réfléchi sur l'axe lent $E_{r,1}$ et celui réfléchi sur l'axe rapide $E_{r,2}$ s'expriment par :

$$\begin{cases} E_{r,1} &= r_{11}E_{i,1} + r_{12}E_{i,2} \\ E_{r,2} &= r_{21}E_{i,1} + r_{22}E_{i,2} \end{cases} \quad (2.44)$$

où les r_{ij} sont les coefficients de Fresnel des équations (2.39) à (2.42). Après la réflexion à l'interface, il existe deux champs électriques, alignés selon l'axe lent ($E_{r,1}$) et selon l'axe rapide ($E_{r,2}$). À cause des effets de réflexions croisées, ces deux champs réfléchis sont composés d'une fraction des champs incidents sur les deux axes, sans qu'il ne soit possible de connaître la contribution exacte de chaque champ incident à l'un ou l'autre des champs réfléchis :

$$\begin{cases} E_{r,1} &= A(r_{11} \cos \theta + r_{12} \sin \theta) + B(-r_{11} \sin \theta + r_{12} \cos \theta) \\ E_{r,2} &= A(r_{21} \cos \theta + r_{22} \sin \theta) + B(-r_{21} \sin \theta + r_{22} \cos \theta) \end{cases} \quad (2.45)$$

Pour déterminer les indices n_{21} et n_{22} du milieu à l'extrémité de la fibre, les indices de la fibre PM n_{11} (axe lent) n_{12} (axe rapide) sont supposés connus, tout comme la puissance réfléchie. Le champ électrique en sortie du laser, d'amplitude E_i , est polarisé rectilignement et son vecteur de Jones est $\mathbf{L} = \begin{pmatrix} E_i & 0 \end{pmatrix}^T$. De plus, si $\theta = 0$, alors le champ incident sur le dioptre vaut $\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_i & 0 \end{pmatrix}^T$ et est aligné selon l'axe lent de la fibre. Les champs réfléchis s'expriment alors par :

$$\begin{cases} E_{r,1} = r_{11}E_i = \frac{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right)\rho_{11}\cos^2\alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right)\rho_{12}\sin^2\alpha}{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right)\cos^2\alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right)\sin^2\alpha}E_i \\ E_{r,2} = r_{21}E_i = \frac{n_{12}}{n_{11}} \frac{(\rho_{11} - \rho_{12})\sin\alpha\cos\alpha}{\left(\frac{n_{12} + n_{22}}{n_{11} + n_{22}}\right)\cos^2\alpha + \left(\frac{n_{12} + n_{21}}{n_{11} + n_{21}}\right)\sin^2\alpha}E_i \end{cases} \quad (2.46a)$$

Pour que l'équation (2.46a) s'annule, ρ_{11} et ρ_{12} doivent être de signe opposés : cela implique que l'un des indices du milieu est supérieur à l'indice de la fibre, et l'autre inférieur. Puisque la méthode de mesure de l'indice à l'aide d'un milieu de référence demande un « *a priori* » sur l'indice pour savoir quelle formule utiliser, et que l'indice d'une résine époxy est supérieur à l'indice de la fibre [77, 81], ce cas ne sera pas considéré. Pour un milieu uniaxe à l'extrémité de la fibre, $n_{21} \neq n_{22}$ et $\rho_{11} \neq \rho_{12}$; l'équation (2.46b) s'annule donc pour $\alpha = 0 + k\pi/2$, avec $k \in \mathbb{Z}$. Ainsi, si $\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_i & 0 \end{pmatrix}^T$ et si les champs $E_{r,1}$ et $E_{r,2}$ sont mesurés indépendamment, par exemple en utilisant un séparateur de polarisation pour les dissocier, il existe une perspective intéressante de mesure d'anisotropie optique d'un milieu dont l'axe optique est parallèle au dioptre à l'extrémité d'une fibre monomode. Une fois la mesure dans l'air réalisée, la fibre PM est plongée dans le milieu biréfringent, le champ incident sur le dioptre à l'extrémité de la fibre étant parfaitement aligné selon l'axe lent : $\mathbf{E}_i = \begin{pmatrix} E_i & 0 \end{pmatrix}^T$. En tournant la fibre tout entière dans le milieu, le champ sur l'axe rapide de la fibre, donné par l'équation 2.46b sera à un moment donné nul, ce qui se traduit par une puissance nulle mesurée par le détecteur associé. À cet instant, le champ sur l'axe lent (2.46a) peut prendre deux valeurs, en fonction de α :

— Si $\alpha = 0 + k\pi$, alors :

$$E_{r,1} = \rho_{11}E_i = \frac{n_{11} - n_{21}}{n_{11} + n_{21}}E_i \quad (2.47)$$

— Si $\alpha = \pi/2 + k\pi$, alors :

$$E_{r,1} = \rho_{12}E_i = \frac{n_{11} - n_{22}}{n_{11} + n_{22}}E_i \quad (2.48)$$

Dans les deux cas, le rapport des puissances $\|E_r^2\|/\|E_i^2\|$ prend alors la forme connue $\left(\frac{n_{11}-n_x}{n_{11}+n_x}\right)^2$,

permettant d'utiliser les formules simples du capteur de Fresnel (équations 1.19 à 1.24) pour déterminer l'indice du deuxième milieu. La puissance réfléchie selon l'axe lent $\|E_{r,1}^2\|$ est donc mesurée dans la première position ayant permis d'obtenir $\|E_{r,2}^2\| = 0$, pour en déduire un premier indice du milieu. Faire tourner la fibre toute entière de $\pm 90^\circ$ permet d'obtenir une deuxième puissance réfléchie et par conséquent une autre valeur d'indice, qui est le deuxième indice du milieu recherché. Ce protocole expérimental fait néanmoins l'hypothèse qu'il est possible de tourner librement la fibre dans le milieu, qui doit donc être un liquide biréfringent tel qu'un cristal liquide nématique dont l'orientation peut être contrôlée [96]. Dans le cas d'un matériau composite où la fibre est collée dans la résine, cette rotation n'est pas réalisable. De plus, faire tourner la polarisation de l'onde ne permet pas d'obtenir des résultats similaires, puisque résultant en une projection des champs électriques sur les deux axes de la fibre ne permettant pas de simplifier les coefficients de Fresnel mis en jeu. Les mêmes conclusions peuvent être obtenues en utilisant les coefficients de GU & YEH [95] et en considérant les réflexions sur les deux axes de la fibre PM comme deux réflexions de Fresnel indépendantes entre un milieu incident isotrope et un milieu uniaxe. Ainsi, s'il est en théorie possible de mesurer une anisotropie optique en utilisant les réflexions de Fresnel à l'extrémité d'une fibre biréfringente, les conditions particulières nécessaires pour arriver à ce résultat sont mises en évidence : parfait alignement des composants et champ électrique sur un seul axe de la fibre PM, possibilité d'orientation de cette dernière dans la matière (incompatible avec l'utilisation dans un milieu solide).

2.5 Mesure de la biréfringence de la fibre

Pour exploiter le principe du capteur de Fresnel sur fibre PM, une expérience intéressante est de mesurer la biréfringence de la fibre PM, au lieu d'étudier un milieu complexe comme une résine époxy. En effet, il est envisageable de se servir de la méthode du capteur de Fresnel avec un milieu de référence de manière différente, en supposant que l'inconnue n'est plus l'indice de la matière, mais l'indice de la fibre. En réalisant des mesures de puissance réfléchie dans deux milieux connus (par l'exemple l'air et l'eau), il est possible de déterminer l'indice de la fibre.

2.5.1 Dispositif expérimental envisagé

Pour les premières expérimentations utilisant une fibre PM en tant que capteur de Fresnel, un montage simple présenté dans la figure 2.6 est préparé : ce montage est très similaire au montage de Fresnel basique de la figure 1.19, à la différence qu'il est réalisé uniquement avec des fibres biréfringentes et comporte des éléments dédiés au contrôle et à la mesure de l'état de polarisation.

La source utilisée, une Tunic PM, est une source laser polarisée rectilignement, de longueur d'onde $1550 \text{ nm} \pm 2 \text{ pm}$ fabriquée par Yenista Optics. À l'aide d'une fibre PM, le signal est injecté dans un bloc OZ Optics comprenant un polariseur et une lame demi-onde. Ces éléments optiques biréfringents ont des propriétés particulières qui permettent de contrôler l'état de polarisation

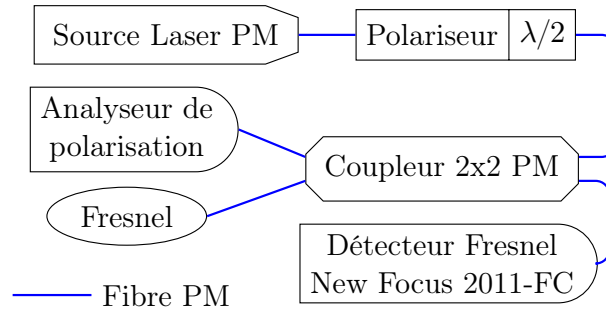


FIGURE 2.6 – Principe du capteur de Fresnel sur fibre biréfringente

de la lumière : le polariseur laisse uniquement passer la lumière polarisée rectilignement dans une direction spécifique, aussi appelée axe du polariseur, tandis que la lame demi-d'onde ($\lambda/2$) introduit un déphasage de π et permet de faire tourner la polarisation, sans changer son état. Ces deux éléments sont placés sur des supports rotatifs, permettant de les faire tourner avec une précision de l'ordre du degré. L'axe du polariseur, dont la position est donnée par le fabricant, est aligné avec la polarisation de la source afin d'avoir un maximum d'intensité transmise. La lame demi-onde permet ensuite de faire tourner cette polarisation rectiligne, pour l'aligner avec l'axe rapide ou l'axe lent de la fibre. Le contrôle de l'état de polarisation est réalisé en sortie du coupleur à l'aide d'un polarimètre Thorlabs PAX5720IR3-T, sur lequel une fibre optique avec un connecteur FC peut être branchée. Sur la deuxième sortie du coupleur, un capteur de Fresnel est réalisé en clivant une fibre PM, et le signal réfléchi par le dioptre est mesuré à l'aide d'un détecteur à photodiode New Focus 2011-FC (« Détecteur Fresnel » sur la figure 2.6), puis numérisé à l'aide d'un boîtier NI9205 16 bits de chez National Instruments. Pour déterminer la biréfringence de la fibre, deux mesures séparées d'indices sont nécessaires, menant au protocole suivant :

1. Mesure de la puissance réfléchie dans l'air, polarisation alignée selon l'axe lent de la fibre PM ;
2. Mesure de la puissance réfléchie dans l'eau, polarisation alignée selon l'axe lent de la fibre PM. Ces deux premières étapes permettent de déterminer l'indice de l'axe lent ;
3. Rotation de la polarisation de $\pm 90^\circ$ à l'aide de la lame demi-onde ;
4. Mesure de la puissance réfléchie dans l'air, polarisation alignée selon l'axe rapide de la fibre PM ;
5. Mesure de la puissance réfléchie dans l'eau, polarisation alignée selon l'axe rapide de la fibre PM. Ces deux dernières étapes permettent de déterminer l'indice de l'axe rapide de la fibre PM.

Un point d'importance dans cette expérience est la variation de puissance réfléchie mesurée qui, à cause du changement d'indice de la fibre, sera très faible. En effet, la biréfringence typique d'une fibre PM est de l'ordre de quelques 10^{-4} , avec par exemple dans la littérature $\Delta n = 4 \times 10^{-4}$ [97], ou bien $\Delta n = 7 \times 10^{-4}$ [98]. Ainsi, avec $n_{\text{lent}} = 1,4722$ et $n_{\text{rapide}} = 1,4715$ [98], pour un

Fresnel fibre/air, l'écart relatif entre les coefficients de Fresnel axe lent/air et axe rapide/air est de 0,24%. En pratique, en fonction de la puissance incidente sur le dioptre P_i , cela revient à mesurer des variations de puissance $\Delta P = 0,0009 \mu\text{W}$ pour $P_i = 10 \mu\text{W}$, ou de $\Delta P = 9 \mu\text{W}$ pour $P_i = 100 \text{ mW}$. Pour un Fresnel fibre-eau, cet écart relatif est de 0,86%, ce qui revient à mesurer des variations de puissance $\Delta P = 0,0003 \mu\text{W}$ pour $P_i = 10 \mu\text{W}$, ou de $\Delta P = 3 \mu\text{W}$ pour $P_i = 100 \text{ mW}$.

Le polarimètre utilisé est conçu pour réaliser des mesures de puissance entre 1 nW et 10 mW avec une justesse de 7%, et des mesures d'état de polarisation si la puissance est supérieure à 100 nW (mesures d'azimut et d'ellipticité à $\pm 0,25^\circ$). Pour le New-Focus 2011-FC, la justesse relative dépend de deux paramètres : la bande passante de mesure et le gain du détecteur. Ce dernier, réglable, entre $G = 1$ et $G = 3 \times 10^4$, permet d'amplifier les variations d'un signal très faible. Le constructeur donne ainsi une plage de puissances mesurables de 1 pW à 10 mW, avec une justesse entre 2% et 5% en fonction du gain. Le détecteur à photodiode est couplé à un boîtier d'acquisition, dans ce cas un NI9205 16 bits, qui échantillonne la tension en sortie du détecteur sur 16 bits. La plus petite variation de tension détectable δU est alors fonction de la plage d'échantillonnage (0-7V au maximum, tension maximale délivrée par le détecteur)). Cette variation de tension δU (en Volt) est liée à la puissance optique P (en mW) par la relation $P = \delta U / (G \times R)$, où G est le gain du détecteur et R le facteur de réponse, qui vaut 0,55V/mW autour de 1550 nm. Les plus petites variations de puissance théoriquement détectables, en fonction de la plage d'échantillonnage et du gain du détecteur, sont détaillées dans le tableau 2.4.

		Plage d'échantillonnage			
		0-1V	0-2V	0-5V	0-7V
Gain	1	0,027743	0,055487	0,138716	0,194203
	3	0,009248	0,018496	0,046239	0,064734
	10	0,002774	0,005549	0,013872	0,019420
	30	0,000925	0,001850	0,004624	0,006473
	100	0,000277	0,000555	0,001387	0,001942
	300	0,000092	0,000185	0,000462	0,000647
	1000	0,000028	0,000055	0,000139	0,000194
	3000	0,000009	0,000018	0,000046	0,000065
	10 000	0,000003	0,000006	0,000014	0,000019
	30 000	0,000001	0,000002	0,000005	0,000006

TABLEAU 2.4 – Variations minimales de puissance théoriquement mesurables (μW), en fonction de la plage d'échantillonnage et du gain du détecteur

La stabilité de la source apparaît donc comme le paramètre critique, afin que les variations de puissance du signal ne soient pas supérieures aux variations de puissance causées par le changement d'axe de propagation de la lumière : même une très faible variation de puissance dans l'un des milieux influera sur le rapport entre les puissances réfléchies dans l'air et dans l'eau, faussant facilement l'indice optique déduit. Si le détecteur semble sur le papier capable de détecter les variations de puissance attendues, il faudra trouver un bon compromis entre puissance incidente, gain du détecteur et plage de discrétisation pour détecter cette variation,

un ensemble de paramètres difficile à prévoir avant de réaliser les premières mesures au vu des nombreuses inconnues : bruit sur le signal, influence des désalignements entre les composants, etc... Dans un premier temps, les transformations que subit la lumière dans le montage vont donc être étudiées de manière théorique en modélisant le système avec ses différentes sources d'incertitudes, afin de déterminer leur influence sur l'indice optique calculé.

2.5.2 Modélisation du dispositif de mesure

Afin d'évaluer l'état de polarisation incident sur le dioptre à l'extrémité du bras de mesure, les transformations que subit la lumière sont modélisées à l'aide du formalisme de Jones, en représentant chaque composant optique par une matrice 2x2 :

- Les désalignements au niveau des connexions entre les composants sont assimilés à des matrices de rotation d'un angle θ :

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

- Les fibres PM et les coupleurs sont représentés par des déphaseurs linéaires, caractérisés par leur longueur ℓ , leur biréfringence Δn et la longueur d'onde λ utilisée. En posant $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \ell \Delta n$:

$$\mathbf{F}_{\text{PM}}(\phi) = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

- La réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre PM, représentée par la matrice de la réflexion d'un milieu uniaxe (caractérisé par deux indices optiques, n_{i1} et n_{i2}) vers un milieu isotrope d'indice n_2 (air ou eau dans l'expérience envisagée) :

$$\mathbf{F}_{\text{r}}(n_{i1}, n_{i2}, n_2) = \begin{pmatrix} \frac{n_{i1}-n_2}{n_{i1}+n_2} & 0 \\ 0 & \frac{n_{i2}-n_2}{n_{i2}+n_2} \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

- De manière similaire, la matrice de transmission d'un milieu uniaxe vers un milieu isotrope :

$$\mathbf{F}_{\text{t}}(n_{i1}, n_{i2}, n_2) = \begin{pmatrix} \frac{2n_{i1}}{n_{i1}+n_2} & 0 \\ 0 & \frac{2n_{i2}}{n_{i2}+n_2} \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

Les transformations qui sont particulièrement intéressantes sont celles que subit la lumière entre la lame demi-onde et le Fresnel (figure 2.7). Le champ en sortie du polariseur peut être représenté par le vecteur de Jones $\begin{pmatrix} E_i & 0 \end{pmatrix}^T$, soit une polarisation rectiligne. À cause de la demi-onde, cette polarisation subit simplement une rotation d'angle α , puis passe dans une première fibre PM causant un déphasage ϕ_1 . Le désalignement avec le coupleur est représenté par la rotation θ_1 , le déphasage causé par le coupleur par ϕ_2 , le désalignement coupleur/fibre sensible par θ_2 , le déphasage de la fibre sensible par ϕ_3 et enfin la réflexion de Fresnel par la matrice $\mathbf{F}_{\text{r}}$. Le champ électrique réfléchi par ce montage s'exprime donc par :

$$\begin{pmatrix} E_{r1} \\ E_{r2} \end{pmatrix} = \mathbf{F}_r \mathbf{F}_{\text{PM}}(\phi_3) \mathbf{R}(\theta_2) \mathbf{C}(\phi_2) \mathbf{R}(\theta_1) \mathbf{F}_{\text{PM}}(\phi_1) \mathbf{R}(\alpha) \begin{pmatrix} E_i \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

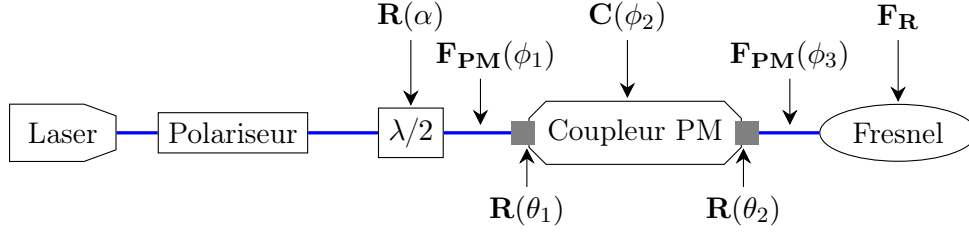


FIGURE 2.7 – Système modélisé, composants et matrices de Jones associées.
Fibres PM en bleu, connecteurs entre fibres PM en gris

Le développement des expressions donne :

$$E_{r1} = \left(e^{i(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3)} \cos \alpha \cos \theta_1 - e^{i(-\phi_1 + \phi_2 + \phi_3)} \sin \alpha \sin \theta_1 \right) \frac{n_1 - n_{\text{air}}}{n_1 + n_{\text{air}}} \cos \theta_2 - \left(e^{i(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3)} \cos \alpha \sin \theta_1 + e^{i(-\phi_1 - \phi_2 + \phi_3)} \sin \alpha \cos \theta_1 \right) \frac{n_1 - n_{\text{air}}}{n_1 + n_{\text{air}}} \sin \theta_2 \quad (2.54)$$

$$E_{r2} = \left(e^{i(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3)} \cos \alpha \cos \theta_1 - e^{i(-\phi_1 + \phi_2 - \phi_3)} \sin \alpha \cos \theta_1 \right) \frac{n_2 - n_{\text{air}}}{n_2 + n_{\text{air}}} \sin \theta_2 + \left(e^{i(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3)} \cos \alpha \sin \theta_1 + e^{i(-\phi_1 - \phi_2 - \phi_3)} \sin \alpha \cos \theta_1 \right) \frac{n_2 - n_{\text{air}}}{n_2 + n_{\text{air}}} \cos \theta_2 \quad (2.55)$$

Il est important de noter que seules les expressions des champs électriques sont pour le moment développées, alors que le détecteur mesure des puissances optiques. Les champs E_{r1} et E_{r2} étant orthogonaux, ils ne peuvent interférer, d'où :

$$\begin{pmatrix} P_{r1} \\ P_{r2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \|E_{r1}^2\| \\ \|E_{r2}^2\| \end{pmatrix} \Rightarrow P_r = \|E_{r1}^2\| + \|E_{r2}^2\| \quad (2.56)$$

Pour modéliser différents systèmes optiques avec une succession de matrices de Jones personnalisées, les matrices de différents composants sont ensuite définies sous la forme de fonctions avec paramètres dans un programme Python.

2.5.3 Cas d'une polarisation rectiligne incidente sur le dioptré sensible

Soient $n_{\text{air}} = 1,0003$, $n_{\text{eau}} = 1,318$ [24], une fibre à maintien de polarisation d'indices $n_{\text{lent}} = 1,4722$ et $n_{\text{rapide}} = 1,4715$ [98], ainsi qu'une polarisation rectiligne parfaitement alignée sur l'axe lent de la fibre PM utilisée comme capteur de Fresnel. D'un point de vue expérimental, les puissances réfléchies dans l'air et dans l'eau sont facilement mesurables, permettant alors de calculer l'indice de l'axe de la fibre PM en résolvant l'équation d'inconnue n_f :

$$R = \frac{P_{r,air}}{P_{r,eau}} = \frac{(n_f - n_{air})^2 (n_f + n_{eau})^2}{(n_f + n_{air})^2 (n_f - n_{eau})^2} \quad (2.57)$$

En réalité, cette polarisation rectiligne est susceptible de ne pas être parfaitement alignée avec l'axe lent de la fibre dont l'indice doit être mesuré : ce décalage d'angle α inconnu entre la direction de la polarisation et celle de l'axe lent peut par exemple être causé par une rotation approximative de la lame demi-onde présente dans le montage des figures 2.6 et 2.7. Si tous les composants du montage sont parfaitement alignés, cette situation correspond à $\theta_1 = \theta_2 = 0^\circ$ dans les équations (2.54) et (2.55). Une partie du champ électrique est donc projeté sur l'axe rapide, et dans le cas de l'air comme second milieu, la puissance réfléchie s'exprime par :

$$\begin{pmatrix} P_{r,lent/air} \\ P_{r,rapide/air} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \|E_{r,lent/air}^2\| \\ \|E_{r,rapide/air}^2\| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_i^2 \left(\frac{n_{lent} - n_{air}}{n_{lent} + n_{air}} \right)^2 \cos^2 \alpha \\ E_i^2 \left(\frac{n_{rapide} - n_{air}}{n_{rapide} + n_{air}} \right)^2 \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

D'où :

$$P_{r,air} = P_i \left(\left(\frac{n_{lent} - n_{air}}{n_{lent} + n_{air}} \right)^2 \cos^2(\alpha) + \left(\frac{n_{rapide} - n_{air}}{n_{rapide} + n_{air}} \right)^2 \sin^2(\alpha) \right) \quad (2.59)$$

Lorsque le second milieu est l'eau, une équation semblable à l'équation (2.59) peut être établie, en utilisant l'indice de l'eau pour le second milieu :

$$P_{r,eau} = P_i \left(\left(\frac{n_{lent} - n_{eau}}{n_{lent} + n_{eau}} \right)^2 \cos^2(\alpha) + \left(\frac{n_{rapide} - n_{eau}}{n_{rapide} + n_{eau}} \right)^2 \sin^2(\alpha) \right) \quad (2.60)$$

Les puissances $P_{r,air}$ et $P_{r,eau}$ obtenues respectivement grâce aux équations (2.59) et (2.60) peuvent alors être utilisées pour calculer un indice de l'axe lent $n_{l,calc}$ en résolvant l'équation (2.57). En fonction de la valeur de l'angle α , cet indice calculé présentera une différence plus ou moins importante avec le véritable indice lent de la fibre. Ce procédé peut aussi être répété mais pour une polarisation présentant cette fois un décalage avec l'axe rapide de la fibre, permettant de déduire l'indice $n_{r,calc}$; cet indice calculé présentera une différence avec le véritable indice rapide de la fibre. Le tableau 2.5 présente les indices obtenus pour différentes valeurs de l'angle α .

α (degré)	0	15	45	90
$n_{l,calc}$	1,4722	1,47215	1,4718	1,4715
$n_{r,calc}$	1,4715	1,47155	1,4718	1,4722

TABLEAU 2.5 – Indices en fonction du désalignement

Un angle $\alpha = 0^\circ$ signifie que la polarisation incidente est parfaitement alignée avec l'un des axes, d'où les indices calculés correspondant aux indices théoriques de la fibre. Pour un angle $\alpha \leq 4^\circ$, l'écart entre les indices calculés et les véritables indices est de l'ordre de 10^{-6} , et pour

$4^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$, de l'ordre de 10^{-5} . Pour un angle de 45° , la polarisation incidente est projetée de manière équivalente sur les deux axes, ce qui explique l'égalité de $n_{r,calc}$ et de $n_{l,calc}$. Un décalage de 90° correspond à la situation où la polarisation supposée alignée sur l'axe lent est en réalité alignée sur l'axe rapide, et inversement : les indices calculés reflètent cette réalité. De manière générale, lorsque le décalage par rapport aux axes augmente de 0° à 45° , alors la différence entre l'indice $n_{l,calc}$ et $n_{r,calc}$ semble diminuer, à cause de la projection progressive du champ électrique sur les deux axes, jusqu'à atteindre une valeur moyenne d'indice quand le champ est projeté de manière équivalente sur les deux axes ; le phénomène inverse a lieu lorsque le décalage varie de 45° à 90° , angle où la biréfringence apparente redevient maximale. Les calculs effectués ici supposent néanmoins que la polarisation incidente sur le dioptre est rectiligne, donc que les composantes des champs électriques sur les axes rapide et lent sont en phase. Malgré tout, si les expérimentations mettent en évidence que l'état de polarisation est en réalité elliptique et non pas linéaire, cela signifie que les fibres se comportent aussi comme des déphaseurs circulaires : il est donc intéressant de modéliser cette réalité de manière plus complète, notamment en étudiant l'influence d'états de polarisations elliptiques ou en intégrant de la biréfringence circulaire dans les fibres. Cette modélisation sera traitée par la suite.

2.5.4 Influence des désalignements entre les composants

Il est aussi utile d'étudier l'influence de désalignements entre les différents composants, toujours grâce à l'implémentation Python des matrices de Jones présentées plus tôt dans cette section, et avec une polarisation rectiligne en entrée. La géométrie des connecteurs Thorlabs utilisés dans le montage (figure 2.8) donne en pratique un désalignement maximal entre deux composants de $1,74^\circ$, soit $\mathbf{R}(\theta_{max}) = \mathbf{R}(1,74)$.

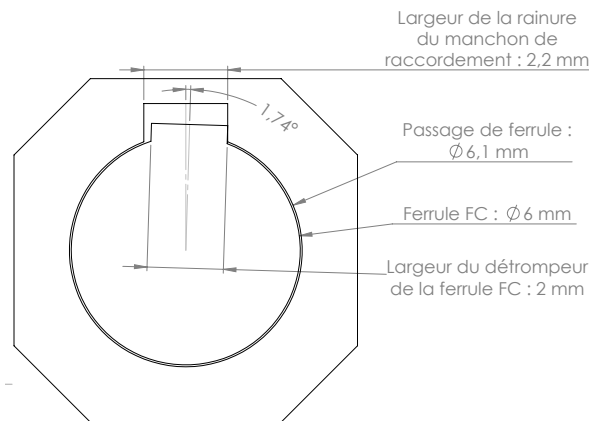


FIGURE 2.8 – Géométrie simplifiée d'une ferrule FC et du manchon de raccordement utilisés

Afin de bien visualiser les effets, des valeurs de décalage supérieures, jusqu'à $\theta = 9^\circ$, sont volontairement testées sur un montage toujours représenté par le produit matriciel de l'équation 2.53. Dans le premier cas testé, chaque composant est décalé du même angle θ par rapport au précédent (figure 2.9). L'axe des abscisses représente la valeur de l'angle α , le même que dans

la sous-section précédente : son évolution correspond à la rotation progressive de la lame demi-onde, depuis sa position initiale où elle ne fait pas tourner la polarisation (axe lent et polarisation alignés, $\alpha = 0^\circ$), jusqu'à une demi-rotation de la polarisation ($\alpha = 180^\circ$, soit un quart-tour de la lame demi-onde). Le cas $\theta = 0^\circ$ correspond au cas simple étudié analytiquement dans la sous-section précédente, et faire varier α correspond à une rotation progressive par rapport aux axes de la fibre, l'axe lent dans la simulation.

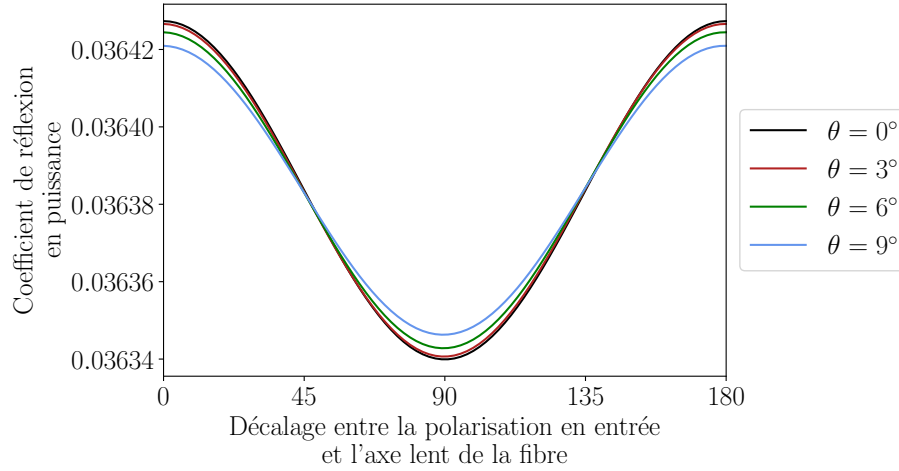


FIGURE 2.9 – Influence de désalignements successifs identiques sur le coefficient de réflexion en puissance, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée

Afin de faciliter l'interprétation des résultats, il est intéressant de représenter non pas l'évolution du coefficient de réflexion en puissance, mais l'indice du cœur de la fibre calculé en résolvant l'équation classique :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(\frac{n_f - n_{\text{air}}}{n_f + n_{\text{air}}} \right)^2 \quad (2.61)$$

le terme n_f étant ici l'inconnue. Si la puissance incidente sur le dioptre est ici connue, permettant ce calcul simple, cela n'est pas le cas lors d'une expérience et il faut alors utiliser l'équation (2.57), qui fait intervenir des mesures dans deux milieux de référence comme cela a été fait précédemment, pour bien représenter la réalité expérimentale. L'évolution de l'indice est représentée figure 2.10, et pour le cas $\theta = 0^\circ$, les valeurs d'indices sont bien cohérentes avec celles du tableau 2.5. L'influence du désalignement entre les composants est facilement visible pour les valeurs d'angles θ étudiées : ces désalignements impliquant une projection constante de l'onde sur les deux axes de la fibre, il n'est plus possible d'avoir le champ électrique parfaitement aligné selon un seul axe, ce qui explique que même pour $\alpha = 0, 90$ ou 180° , les indices ne correspondent plus à n_{lent} ou n_{rapide} . Pour un angle de 3° , valeur déjà deux fois supérieure au θ_{max} défini par la géométrie des connecteurs, et $\alpha = 0$ ou 180° , l'écart entre l'indice de l'axe lent et l'indice calculé n'est que de 1×10^{-5} , (idem pour $\alpha = 90^\circ$ et mesure de l'indice de l'axe rapide), permettant d'affirmer que le décalage entre les composants n'aura pas d'influence notable sur la mesure des indices de la fibre biréfringente.

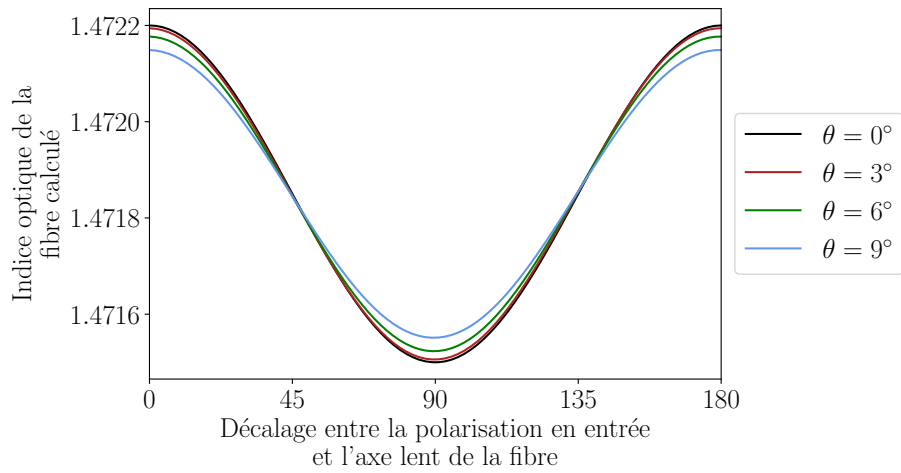


FIGURE 2.10 – Influence de désalignements successifs identiques sur l'indice optique de la fibre PM déduit, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée

L'influence du sens de la rotation ($\mathbf{R}(\theta)$ ou $\mathbf{R}(-\theta)$) est ensuite étudié, en choisissant volontairement une valeur élevée d'angle permettant de bien visualiser les effets ; l'évolution de l'indice optique déduit du coefficient de réflexion en puissance est représenté figure 2.11. Le comportement est ici plus complexe, puisqu'il apparaît :

- Soit une diminution de l'amplitude de l'oscillation quand l'angle est le même pour les deux matrices de rotation $\mathbf{R}(\theta_1)$ et $\mathbf{R}(\theta_2)$, ce qui correspond au cas de la sous-section 2.5.3 ;
- Soit un décalage selon l'axe des abscisses de la courbe quand les angles sont opposés, sans changement de l'amplitude de l'oscillation.

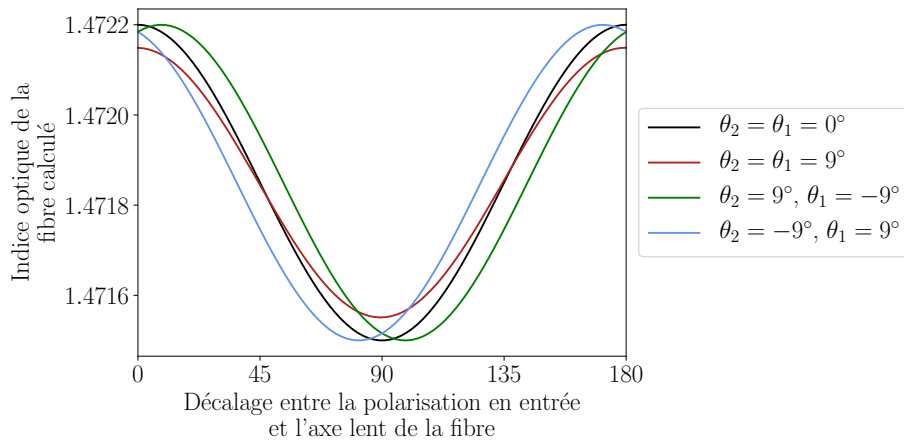


FIGURE 2.11 – Influence du sens du désalignement sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air et une polarisation rectiligne en entrée

Même pour des valeurs de désalignements élevés, bien supérieures à celles possibles expérimentalement, l'écart entre l'indice calculé d'un axe de la fibre et l'indice réel de ce dernier est inférieur à 1×10^{-4} . Le désalignement entre les composants n'est donc pas un élément critique pour la mesure de la biréfringence de la fibre.

2.5.5 Influence d'une polarisation elliptique

Les désalignements entre les composants se traduisent en théorie par une polarisation qui n'est plus rectiligne mais elliptique, puisque le champ électrique est constamment projeté sur les deux axes de la fibre. Pour s'assurer que le comportement est similaire, différents états de polarisation elliptiques sont générés en entrée du système, avec un azimut ou une ellipticité constante, pour visualiser l'influence de ces deux paramètres. Les états de polarisation testés ici sont cohérents avec ce qui peut être mesuré à l'aide de l'analyseur de polarisation avec le montage de la figure 2.6. Ces états de polarisation elliptiques passent ensuite à travers la lame-demi onde, qui permet de les faire tourner sur 180° . Cette rotation imposée par la $\lambda/2$ est ici aussi utilisée comme axe des abscisses, tandis que l'axe des ordonnées représente l'indice optique déduit de la puissance réfléchie.

Azimut constant

Pour visualiser l'influence de l'ellipticité, deux cas sont étudiés en se plaçant à un azimut constant en entrée du système, 0° et 9° . Pour ces deux cas, différentes valeurs d'ellipticité ε , entre 0° et 15° sont testées. Les indices déduits sont présentés dans les figures 2.12 (pour un azimut de 0°) et 2.13 (pour un azimut de 9°). Les résultats sont cohérents avec le comportement attendu : avec l'augmentation de l'ellipticité, la différence entre les deux indices calculés diminue, comme lorsque les désalignements entre les composants augmentent. En effet, en augmentant l'ellipticité, la différence entre les champs projetés sur chaque axe diminue, jusqu'au cas critique où les champs sur les deux axes sont égaux, ce qui rend alors impossible la distinction entre les deux indices. L'effet d'un azimut de 9° est aussi facilement visible, induisant un décalage de l'angle α nécessaire pour obtenir les valeurs minimales et maximales d'indices.

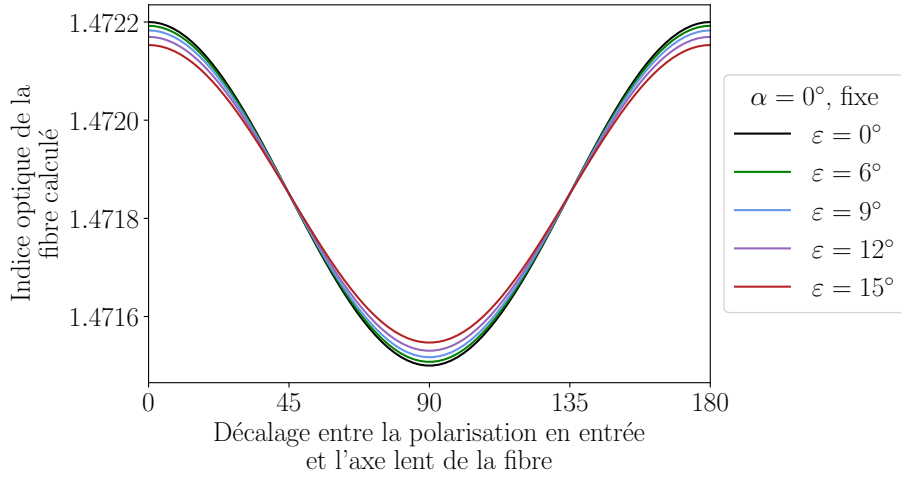


FIGURE 2.12 – Influence de l'ellipticité ε sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air, azimuth constant : 0°

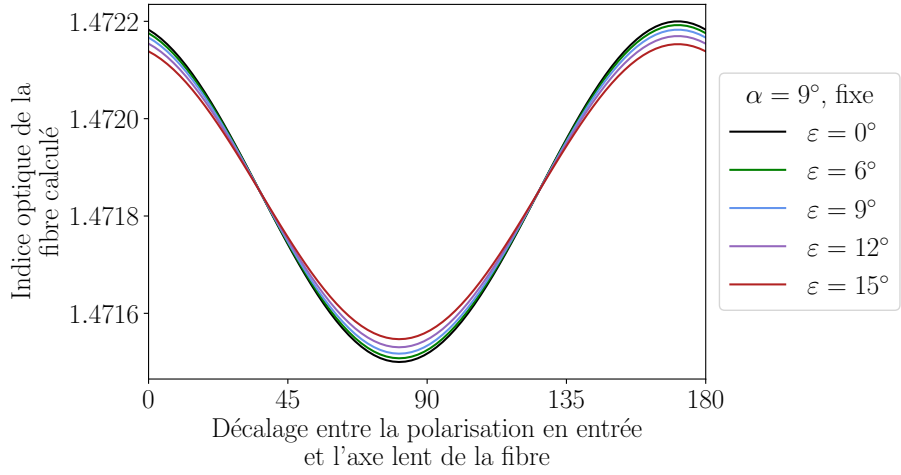


FIGURE 2.13 – Influence de l'ellipticité ε sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air, azimuth constant : 9°

Ellipticité constante

Le processus pour vérifier l'influence de l'azimut est similaire : en se plaçant à ellipticité constante, ici 6° pour augmenter les effets, différentes polarisations avec un azimut de 0° à 15° sont testées numériquement. Les indices déduits dans les différents cas, en fonction de la rotation appliquée à l'état de polarisation par la rotation de la lame demi-onde, sont présentés dans la figure 2.14. Encore une fois, les résultats sont cohérents avec le comportement attendu : la présence d'une ellipticité diminue la différence entre les deux indices, tandis que le changement d'azimut décale la valeur d'angle α permettant d'obtenir les indices minimal et maximal. Ces résultats montrent que la présence d'une légère ellipticité de la polarisation incidente sur le dioptré n'aura que peu d'influence sur l'indice mesuré, avec des variations de l'ordre de 10^{-5} , ce qui est à comparer à la précision attendue de l'ordre de 10^{-4} .

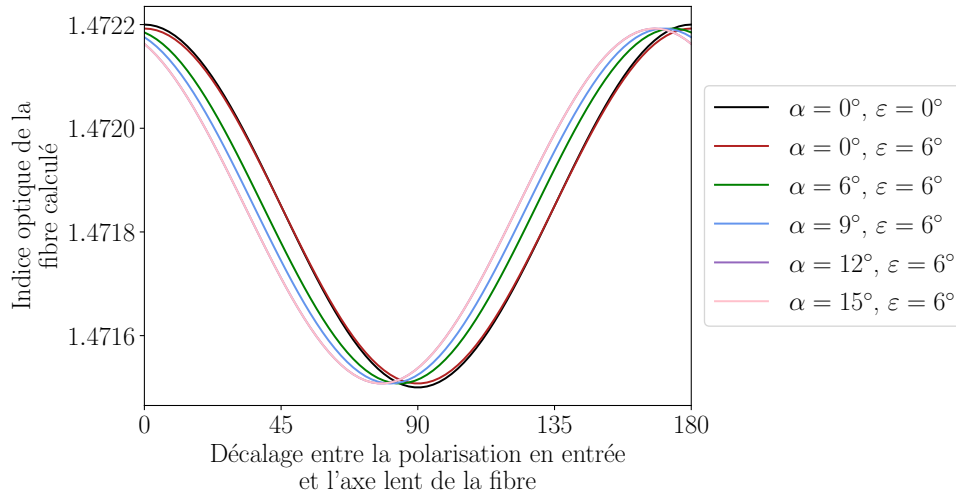


FIGURE 2.14 – Influence de l'azimut sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air

2.5.6 Influence de biréfringence circulaire

Comme évoqué précédemment, la fibre optique peut également se comporter comme un déphaseur circulaire, d'où l'intérêt d'étudier l'influence de biréfringence circulaire dans les fibres. Pour cela, dans le cas où tous les composants sont alignés ($\theta = 0$), de la biréfringence circulaire est ajoutée dans la première fibre PM. Cela veut dire qu'elle se présente comme un déphaseur linéaire représenté par la même matrice $\mathbf{F}_{\mathbf{PM}}(\phi)$ que précédemment, mais aussi comme un déphaseur circulaire caractérisé par sa longueur l , sa biréfringence circulaire Δn_{cir} et la longueur d'onde λ utilisée. En posant $\phi_{cir} = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n_{cir}$, la matrice représentant le déphaseur circulaire vaut :

$$\mathbf{D}_{\mathbf{cir}}(\phi_{cir}) = \begin{pmatrix} \cos(\phi_{cir}) & \sin(\phi_{cir}) \\ -\sin(\phi_{cir}) & \cos(\phi_{cir}) \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

La fibre est donc représentée par le produit matriciel $\mathbf{D}_{\mathbf{cir}}(\phi_{cir})\mathbf{F}_{\mathbf{PM}}(\phi)$. La figure 2.15 présente les résultats obtenus, convertis en indice optique de la fibre, pour différentes valeurs de biréfringence circulaire. Les résultats de la simulation montrent que la présence de biréfringence circulaire, même avec des valeurs très faibles (biréfringence circulaire 1 000 à 10 000 fois inférieure à la biréfringence linéaire de la fibre PM), est bien plus perturbante, impliquant à la fois un décalage des courbes mais aussi une diminution de la variation du coefficient de réflexion en puissance. Le problème est que la biréfringence circulaire peut être induite par simple torsion de la fibre dans le montage, et que l'évaluer n'est à l'heure actuelle pas possible au vu des moyens disponibles. Des méthodes de caractérisation existent malgré tout, comme l'utilisation de l'effet magnéto-optique [99] ou l'étude de la réponse polarimétrique de la fibre [100]. Dans le cas d'une polarisation circulaire incidente sur le dioptré, aucune variation d'indice liée aux réflexions des deux états de polarisation n'est détectable, ce qui peut se comprendre du point de vue du détecteur : ce dernier intégrant le signal sur un temps long par rapport à la période de signal, il

fera la moyenne de toutes les valeurs possibles des puissances réfléchies, menant donc à l'indice moyen.

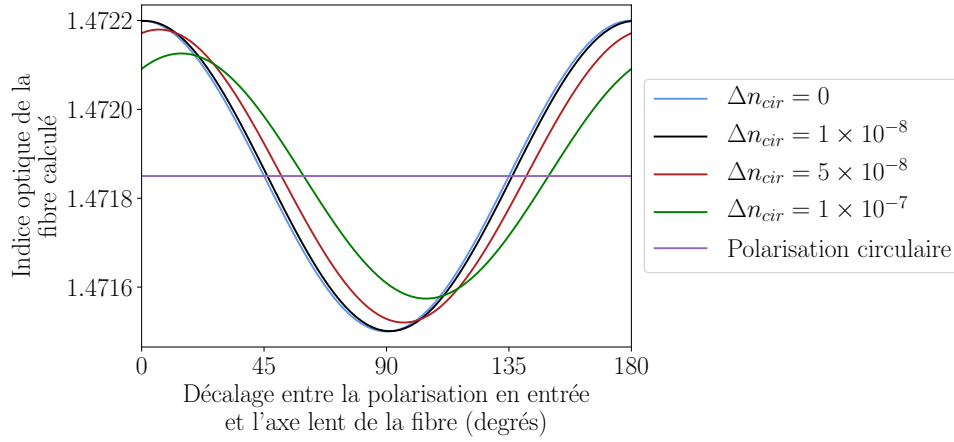


FIGURE 2.15 – Influence de la biréfringence circulaire sur l'indice optique de la fibre déduit, pour un Fresnel fibre PM/air

2.6 Résultats expérimentaux

2.6.1 Problèmes initiaux de stabilité

Les premières mesures réalisées avec le montage 2.6 ont mis en évidence de fortes variations du signal réfléchi, avec une variation relative max/min de puissance supérieure à 15% et pouvant atteindre jusqu'à 50%, correspondant alors à des variations du rapport $P_{r,air}/P_{r,eau}$ de l'ordre de 10^1 , et des variations d'indice mesuré de l'ordre de 10^{-2} . Dans ces conditions, il est impossible de réaliser des mesures d'indices optiques précises, et nécessaire d'isoler la cause du problème. Pour cela, le bloc polariseur/demi-onde a d'abord été supprimé, sans que cela ne permette de résoudre le problème. Avec ce montage simple, limité au nombre minimum de composants (laser, coupleur, Fresnel et détecteur), l'influence de nombreux paramètres a été étudiée en changeant un composant à la fois dans le montage :

- Stabilité de la source : la source laser PM Yenista Optics utilisée a été testée séparément, directement branchée sur un détecteur, pour vérifier la stabilité du signal. Les variations de puissance n'étant que de l'ordre 0,1% à 0,3%, cette cause possible a été écartée.
- Détecteurs : trois types de détecteurs ont été successivement testés. Les résultats avec l'analyseur de polarisation Thorlabs, le détecteur New Focus 2011-FC et un détecteur additionnel Schlumberger étant identiques, ces éléments ont été écartés des possibles sources de variation.
- Boîtiers d'acquisition NI pour la numérisation du signal : l'analyseur de polarisation Thorlabs testé précédemment disposant de sa propre connectique USB et ne demandant pas l'utilisation des boîtiers National Instruments, il apparaissait peu probable que ces derniers soient en cause. Malgré tout, des tests supplémentaires ont été effectués, notamment en

remplaçant le NI9205 par un NI USB6008 12 bits. Les variations étant toujours présentes, et des mesures séparées des boîtiers pour enregistrer des tensions issues de générateurs de fonctions ne montrant aucune anomalie, ils ont également été écartés des possibles sources du problème.

- Milieu extérieur : des essais en plongeant le Fresnel dans différents milieux de référence (air, eau, alcool isopropylique) ont été réalisés, tous les résultats présentant de fortes variations, indiquant qu'elles n'étaient pas causées par le milieu extérieur.
- Dioptre sensible : des essais successifs réalisés en clivant la fibre à chaque fois n'ont pas permis de résoudre les problèmes, pas plus que l'utilisation d'une connectique FC/PC comme tête sensible.

Ces différents essais ayant permis d'éliminer de nombreuses causes possibles, il est apparu que le seul élément commun entre tous ces montages était l'utilisation des fibres PM. D'un point de vue théorique, rien ne permet d'expliquer pourquoi elles seraient sources de telles variations de puissance, mais des tests additionnels ont été réalisés :

- Sur la fibre sensible, qui a été remplacée par une fibre monomode clivée, sans obtenir de résultats positifs.
- Sur le coupleur PM, où le remplacement par un coupleur monomode standard n'a pas modifié la réponse du système.
- Sur les fibres non sensibles, où les fibres autres que celle utilisée pour le capteur de Fresnel ont été remplacées par des fibres monomodes standard, sans succès.

À ce stade, toutes les sources de variations envisagées ont été éliminées. Une analyse approfondie de tous les résultats précédemment décrits a été effectuée, pour essayer d'identifier un paramètre commun. Par exemple, étudier les résultats à l'aide d'une transformée de Fourier n'a pas permis de détecter une fréquence particulière de perturbation ; une perturbation à 50Hz aurait pu mettre en cause l'alimentation électrique de la source. Il est à noter que le détecteur New Focus, disposant un filtre basse-bande réglable, avait aussi été utilisé pour éliminer les possibles bruits causés par exemple par des parasites dans l'alimentation électrique à 50 Hz du bâtiment. En ce qui concerne l'amplitude des variations, aucune valeur absolue ou relative commune n'a été trouvée, pas plus qu'une relation entre amplitude des variations et puissance de la source, ou amplitude des variations et gain du détecteur New Focus. Néanmoins, le tracé de toutes les courbes de puissances mesurées a permis de mettre en évidence des formes d'oscillations assez aléatoires, comme illustré figure 2.16.

L'attention s'est donc de nouveau portée sur la source laser PM Yenista Optics. Des mesures supplémentaires ont permis de montrer qu'en l'absence de fibre clivée ou de connectique FC/PC, les mesures en transmission sont stables, avec des variations inférieures à 0,5%, comme lors des tests séparés de stabilité de la source. En revanche, l'ajout d'un Fresnel (fibre clivée ou connectique FC/PC) dans le montage suffisait pour voir des variations d'amplitude importante réapparaître. Différentes sources ont alors été testées sur un montage simplifié au maximum (une source, un coupleur, un détecteur et éventuellement un Fresnel) avec des fibres monomodes :

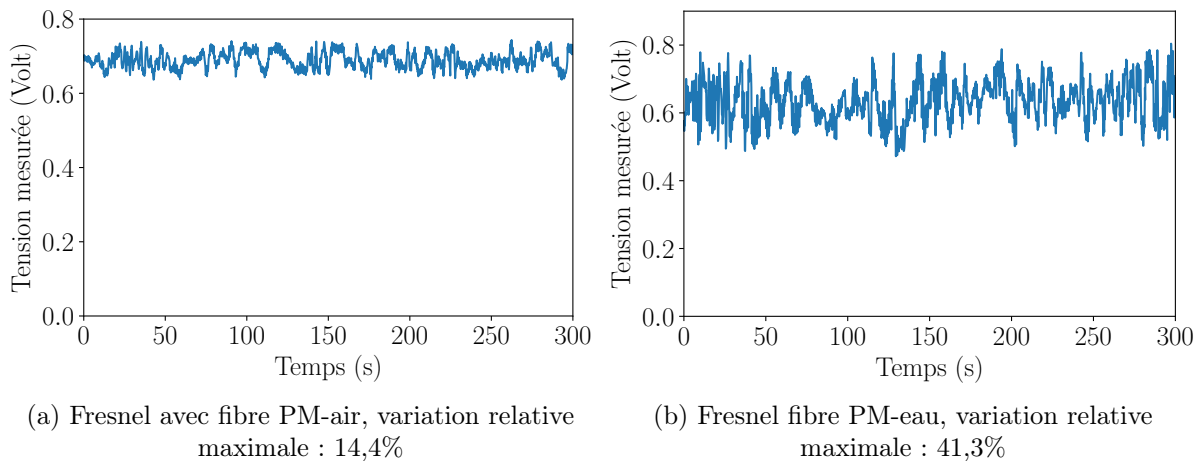


FIGURE 2.16 – Exemples de variations de puissance réfléchie avec des Fresnel sur fibre PM, source laser PM Yenista Optics

- Source laser Tunics PM de Yenista Optics : source laser polarisée à cavité Fabry-Pérot, longueur d'onde autour de $1550 \text{ nm} \pm 2 \text{ pm}$.
- Source laser à cavité externe (ECL, *External Cavity Laser*) Yenista Optics, longueur d'onde autour de 1550 nm .
- Laser à rétroaction répartie (DBF, *Distributed Feedback Diode*), Yenista Optics, longueur d'onde autour de 1550 nm .
- Source ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) GN Nettek FiberWhite, de longueur d'onde $1550 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$.

La stabilité de toutes les sources a été vérifiée en les connectant directement à un détecteur, ainsi qu'en transmission à travers le montage simplifié sans Fresnel. Dans ces différents cas, la stabilité s'est avérée satisfaisante, avec des variations encore une fois inférieures à 1% sur des périodes de plusieurs minutes. L'ajout du Fresnel dans le montage a permis de mettre en évidence les réponses différentes des sources :

- La puissance lors de l'utilisation de la source laser PM et la source DFB présentait des variations entre 15% et 50% ;
- En utilisant la source ECL, les variations n'étaient que de 3% environ ;
- En utilisant la source ASE, aucune variation de puissance n'a été détectée, même en présence du Fresnel.

Le point commun entre les trois sources présentant des variations est la présence d'une cavité laser pour l'amplification du signal et le filtrage permettant d'obtenir une très faible largeur spectrale. La source ASE n'en possède pas, reposant sur une simple amplification par émission stimulée d'un signal initial obtenu par émission spontanée, d'où son nom. Deux hypothèses sur la cause de ces variations de puissance sont alors envisagées : une déstabilisation de la cavité laser par rétroinjection du signal réfléchi par le Fresnel, ou un phénomène d'interférences lié à l'utilisation d'une source cohérente à faible largeur spectrale. La déstabilisation de la cavité laser

par rétroinjection, aussi connu sous le nom de *self-mixing*, est caractérisé par des fluctuations de la puissance du laser dues aux interférences cohérentes entre la lumière rétroinjectée et les ondes déjà existantes dans la cavité [101]. À cause du phénomène d'amplification causé par la cavité, même un très faible signal rétroinjecté peut avoir des conséquences importantes et modifier le comportement spectral du laser. L'ASE étant une source avec une grande largeur spectrale et sans cavité, cela peut expliquer l'absence de variation. Les variations plus faibles lors de l'utilisation de l'ECL peuvent quant à elles s'expliquer par la structure de la source, où la cavité amplificatrice est séparée du milieu à gain par un revêtement anti-réflexion, diminuant l'effet perturbateur du signal rétro-injecté. Une solution industrielle courante pour éviter ce problème est l'ajout d'éléments optiques appelés isolateurs, utilisés dans de nombreux systèmes tels que les lecteurs de disques pour protéger la source de toute réflexion parasite. Un isolateur à maintien de polarisation Thorlabs IO-G-1550-APC a donc été inséré entre la source laser et le coupleur PM, pour obtenir le montage représenté figure 2.17.

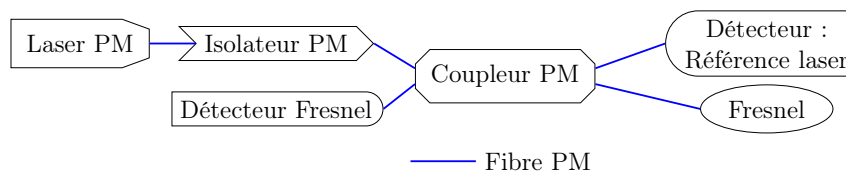


FIGURE 2.17 – Ajout d'un isolateur dans le montage

Malheureusement, ces systèmes ne sont pas parfaits : même si les données constructeur de l'isolateur utilisé annoncent des isolations de plus de 40 dB à 1550 nm, il existe toujours une chance pour qu'un photon passe, soit rétroinjecté dans la cavité et en génère d'autres par émission stimulée et déstabilise ainsi le laser. L'isolateur ne permettant pas de réduire l'amplitude des oscillations, il peut s'agir de ce qui a été observé ici, alors même que les détecteurs n'étaient pas capables de détecter ce très faible signal problématique. L'utilisation en cascade de deux systèmes isolants (isolateur et amplificateur PM, disposant de ses propres éléments d'isolation) n'a pas non plus permis de résoudre le problème, rendant la possibilité d'une déstabilisation par rétro-injection moins probable.

L'autre hypothèse concernant les sources de variations est la présence d'interférences entre les ondes réfléchies en différents points du montage. La faible diffusion Rayleigh peut aussi être préjudiciable et chaque réflexion, même mineure, va donner lieu à une superposition interférentielle qui met en exergue le bruit de phase de la source. La source ASE est faiblement cohérente, ce qui peut expliquer l'absence de variations de puissance lors que cette dernière est utilisée. Pour étudier cette hypothèse d'interférences avec les sources cohérentes, une solution possible serait l'utilisation d'une source impulsionnelle : avec de courtes impulsions, les champs incidents et réfléchis ne se superposent pas le long de la fibre et ne pourront pas interférer. Une autre possibilité serait de réaliser une modulation en fréquence. Si ces méthodes permettaient de supprimer les variations de puissance observée, cela confirmerait la validité de l'hypothèse des interférences.

La solution la plus simple à mettre en œuvre pour éliminer les variations de puissance étant d'utiliser la source ASE, cette solution est retenue pour la suite des mesures. Même si la source en elle-même n'est pas polarisée, le bloc polariseur/demi-onde Oz Optics utilisé pour contrôler la direction de la polarisation est adapté pour une source avec une grande largeur spectrale comme l'ASE. Le montage choisi correspond donc à celui de la figure 2.6 page 51, mais avec la source ASE au lieu de la source Tunics PM.

2.6.2 Dépendance des mesures à la largeur spectrale de la source

Les premières mesures réalisées avec ce montage modifié ont mis en évidence un nouveau problème, lié à la lame demi-onde : en théorie, une rotation d'un angle α de la demi-onde est censé produire une rotation de 2α de la direction de la polarisation de l'onde incidente. Cela a été vérifié lors d'un test initial du fonctionnement du composant, en réalisant avec des fibres PM un simple montage Tunics PM $\rightarrow$ Bloc polariseur/demi-onde $\rightarrow$ Analyseur de polarisation : la courbe bleue de la figure 2.18 représente cette évolution normale. Néanmoins, en remplaçant la Tunics PM par la source ASE, la rotation progressive de la lame demi-onde ne permet pas d'obtenir une rotation linéaire de la direction de polarisation : au contraire, une variation soudaine de la direction est observée, représentée par la courbe orange de la figure 2.18.

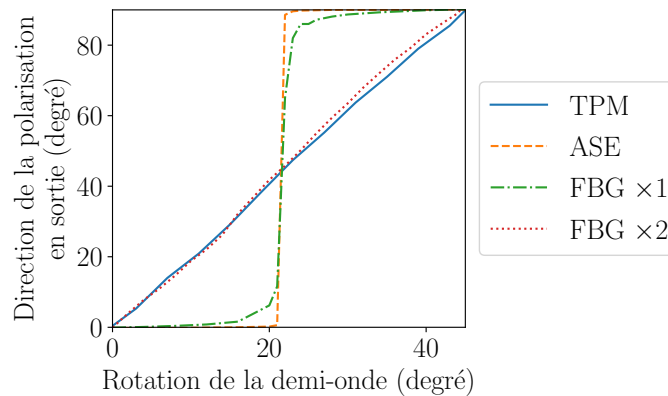


FIGURE 2.18 – Évolution de la direction d'une polarisation rectiligne en fonction de la rotation d'une lame demi-onde, pour différentes sources avec des largeurs spectrales différentes

La lame demi-onde étant prévue pour travailler à $1550 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$, soit la largeur spectrale de la source ASE, l'attention s'est portée sur l'analyseur de polarisation : en effet, bien qu'étant lui aussi capable de fonctionner sur une grande plage de longueurs d'onde, il est nécessaire de lui spécifier la longueur d'onde de la source utilisée. Il est d'ailleurs précisé dans le mode d'emploi que les résultats affichés sont directement liés à la longueur d'onde spécifiée et qu'en cas d'erreur, les données polarimétriques peuvent être incohérentes, par exemple en affichant des taux de polarisation supérieurs à 100%. Dans ces conditions, il est nécessaire de filtrer la source ASE pour pouvoir mesurer précisément la direction de la polarisation : ce filtrage a été réalisé à l'aide de réseaux de Bragg, ou FBG (*Fiber Bragg Grating*). Ils se comportent comme des filtres

sélecteurs en fréquence, caractérisés par une longueur d'onde spécifique réfléchie par le réseau, la longueur d'onde de Bragg (figure 2.19). Cette dernière est donnée selon la relation $\lambda_B = 2n_e\Lambda$, avec n_e l'indice effectif et Λ le pas du réseau photo-inscrit dans la fibre [10] ; une variation du pas ou de l'indice effectif entraînera donc une variation de la longueur d'onde de Bragg.

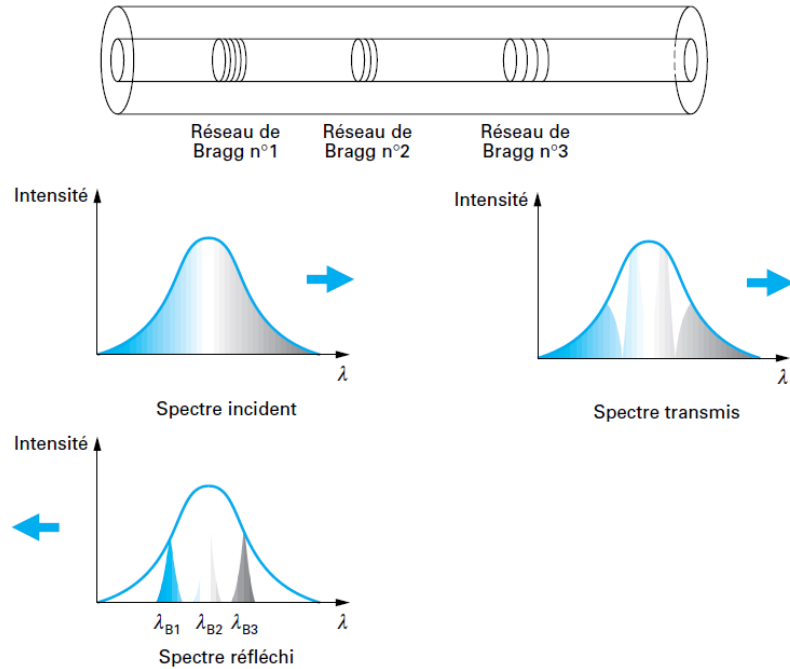


FIGURE 2.19 – Spectres caractéristiques des réseaux de Bragg [10]

Dans le cas présent, un seul FBG de chez HBM Fiber Sensing, avec $\lambda_B = 1546$ nm, a d'abord été utilisé pour filtrer la source ASE. La réponse de la lame demi-onde à ce nouveau signal est représentée par la courbe verte de la figure 2.18 : si la variation de la direction de la polarisation est un peu moins brusque, ce résultat reste loin du comportement attendu. Deux FBG avec la même longueur d'onde de Bragg ont alors été soudés ensemble pour essayer d'améliorer les résultats, et la réponse de la source ASE ainsi filtrée à travers la lame demi-onde est représentée par la courbe rouge de la figure 2.18, et correspond au comportement théorique attendu. Cette différence s'explique le meilleur rapport puissance crête du pic de Bragg/reste du spectre, l'utilisation de deux FBG augmentant la réflectivité à la longueur d'onde du pic de Bragg, ce qui a pu être vérifié à l'aide d'un analyseur de spectre optique. L'augmentation de la longueur des réseaux ayant aussi une influence sur la réflectivité [102, 103], utiliser des réseaux plus longs aurait probablement permis d'obtenir des résultats similaires. Ce filtrage de la source ASE par des réseaux de Bragg engendre en revanche une perte de puissance importante, puisque la puissance de la source ASE est répartie entre 1520 nm et 1570 nm, alors que le Bragg réfléchit partiellement le spectre incident sur une largeur spectrale de seulement 0,1 nm environ autour du pic de Bragg. Une analyse à l'aide d'un analyseur de spectre optique Anritsu MS9710B permet d'estimer que la puissance sur cette bande de 0,1 nm autour de 1546 nm représente moins de 0,5% de la puissance totale de la source ASE. La puissance incidente sur le dioptré n'est donc plus suffisante pour être détectable après réflexion, et il est nécessaire de compenser cette perte de puissance : un amplificateur PM

a pour cela été ajouté dans le montage : il amplifie le signal incident à l'aide d'un milieu à gain de manière semblable à l'ASE et polarise le signal sortant. Le montage ainsi obtenu est présenté dans la figure 2.20.

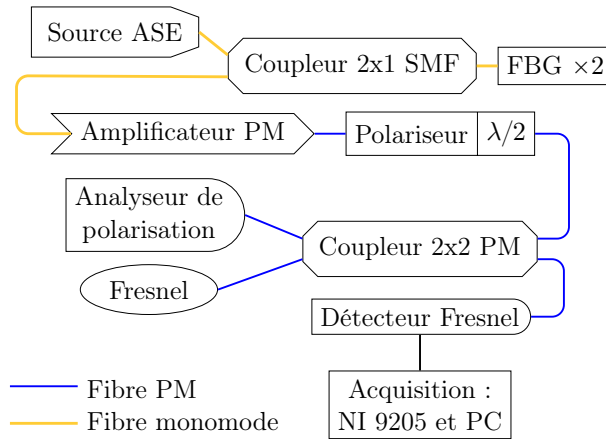


FIGURE 2.20 – Montage pour un Fresnel sur fibre PM, avec contrôle de l'état de polarisation et filtrage en longueur d'onde de la source ASE avec des FBG

2.6.3 Contrôle des états de polarisation

Pour valider l'idée de la mesure de l'état de polarisation en parallèle du capteur de Fresnel, il est important de s'assurer que les états de polarisation sont les mêmes sur les deux sorties du coupleur. Pour réaliser ce test, le bras de mesure et le bras de référence du coupleur sont positionnés côte à côte afin d'avoir le moins de manipulations possibles à effectuer. Le bras de référence est branché sur un analyseur de polarisation et à l'aide de la lame à retard, une polarisation rectiligne alignée avec l'un des axes de la fibre est générée, état représenté en bleu sur la figure 2.21a : la polarisation est verticale, à peine visible à cause de la faible ellipticité. Le bras de mesure du coupleur est ensuite branché sur l'analyseur de polarisation pour vérifier le signal, représenté en bleu sur la figure 2.21b. La différence entre les deux états de polarisation est notable, alors que les fibres sont positionnées l'une à côté de l'autre, avec les mêmes courbures, et que les manipulations ont été réduites au minimum. Avoir l'analyseur de polarisation en parallèle du Fresnel ne permet donc pas d'obtenir des mesures précises de l'état de polarisation incident sur le dioptré. Néanmoins, en notant que les simulations Python, notamment celles de la figure 2.13, ont été réalisées pour des états de polarisation proches de celui relevé sur le bras de mesure, (figure 2.21b, décalage d'azimut de $\alpha \approx 9^\circ$ par rapport à un des axes de la fibre et ellipticité de $\varepsilon \approx 7$), il est raisonnable de penser que cette différence par rapport à la polarisation rectiligne espérée n'aura pas d'influence notable sur l'indice calculé.

2.6.4 Mesures en transmission

Avant de réaliser des mesures en réflexion, il est intéressant de réaliser des mesures en transmission, en branchant directement un connecteur FC/PC (un connecteur où la fibre est clivée

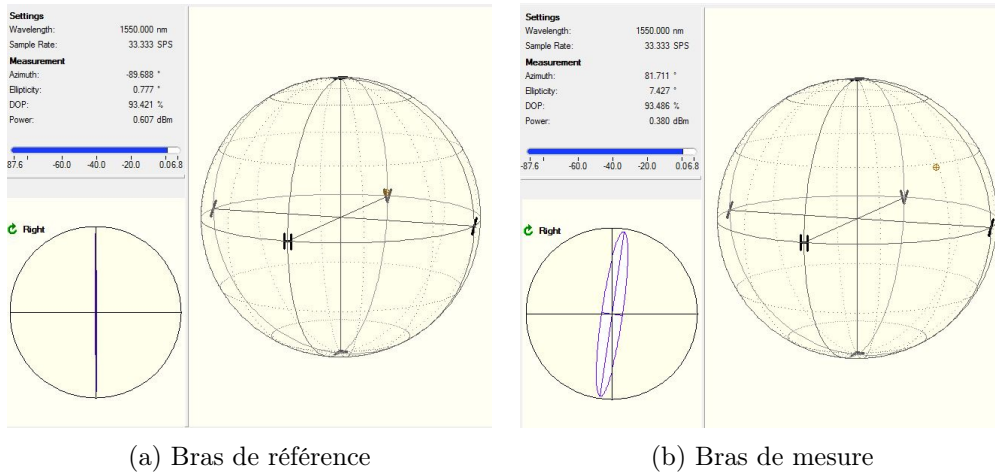


FIGURE 2.21 – États de polarisations en sortie du coupleur

perpendiculairement à son axe, donc un Fresnel) sur l'analyseur de polarisation (montage de la figure 2.20). Cette méthode permet en effet de connaître directement l'état de polarisation incident sur le dioptré et de s'assurer que la polarisation linéaire est alignée avec les axes de la fibre. Si cette méthode ne permet pas d'utiliser la mesure d'un indice optique à l'aide d'un milieu de référence, il doit en revanche être possible de détecter des variations de puissances transmises, liées au changement des coefficients de Fresnel : en effet, il y aura dans un cas un coefficient en transmission axe lent/air, et dans l'autre un coefficient axe rapide/air. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus sont présentés en bleu dans les deux tracés de la figure 2.22 : la courbe du haut représente la direction de la polarisation rectiligne relevée au polarimètre, permettant de mettre en évidence la rotation effectuée pour changer d'axe dans la fibre.

Une variation importante de la puissance transmise est observée au moment où la polarisation incidente tourne de 90° , ainsi que des oscillations régulières d'amplitude plus faibles, causées par l'asservissement de l'amplificateur PM ; cette hypothèse a été confirmée en retirant l'amplificateur du montage, les faisant disparaître. Il apparaît de plus que l'amplitude des variations est bien trop importante pour être liée aux variations du coefficient de Fresnel à l'extrémité d'une fibre PM : la courbe rouge de la figure 2.22 représente la très légère variation qui aurait dû être observée. Les variations liées à l'asservissement de l'amplificateur sont d'ailleurs supérieures à celles causées par le changement d'axe, ce qui oblige donc de le retirer du montage pour réaliser les mesures d'indices souhaitées. L'importante variation de puissance incidente doit pouvoir s'expliquer par la présence d'éléments biréfringents dans le montage, notamment la lame demi-onde et les connecteurs FC/APC. Dans ces derniers, le dioptré est incliné de 8° par rapport à la direction de la propagation de la lumière, et l'hypothèse de l'incidence normale ne peut plus être faite : le champ électrique polarisé selon l'un des axes sera donc transmis avec un coefficient $t_\perp$, tandis que sur l'autre, il sera transmis avec un coefficient $t_\parallel$. De plus, l'indice du milieu incident n'est pas le même dans les deux cas, tout comme l'angle du rayon transmis avec la normale. Deux connecteurs face à face sont aussi susceptibles de créer des interfaces fibre/air successives, même si la couche d'air entre eux est très fine. Si l'existence de ces dioptrés est difficile à vérifier,

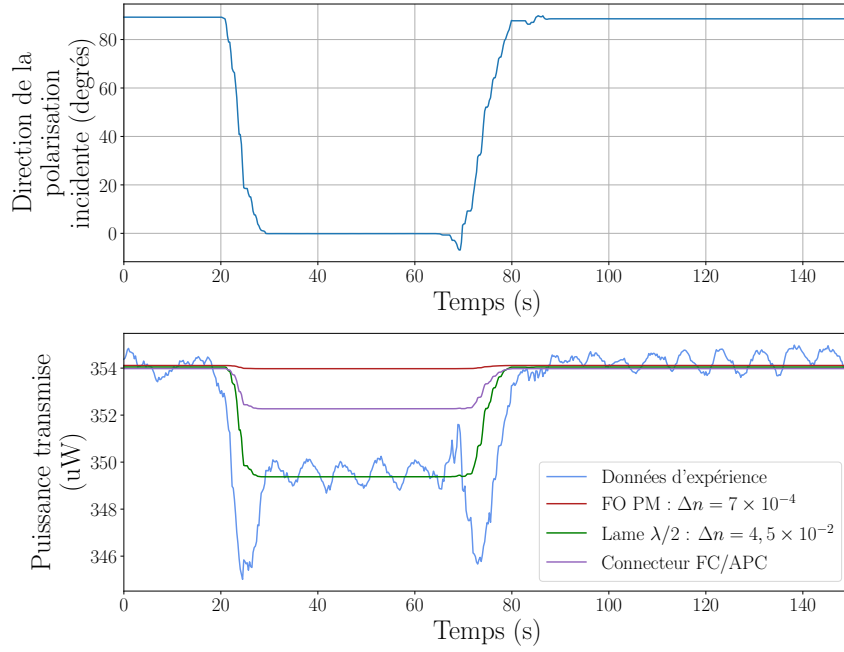


FIGURE 2.22 – Direction d’une polarisation rectiligne et puissance transmise par un Fresnel fibre PM/air en fonction du temps, données expérimentales et simulations de différentes biréfringences

leur influence peut en revanche être estimée en définissant la matrice de Jones d’un connecteur FC/APC, situé par exemple à l’extrémité d’une fibre PM et branché directement sur le détecteur :

$$\mathbf{F}_{\text{FC/APC}}(n_{i1}, n_{i2}, n_2) = \begin{pmatrix} \frac{2n_{i1} \cos \theta_i}{n_{i1} \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_{r,1}} & 0 \\ 0 & \frac{2n_{i2} \cos \theta_i}{n_{i2} \cos \theta_{r,2} + n_2 \cos \theta_i} \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

avec θ_i l’angle d’incidence (8°), $\theta_{r,1}$ et $\theta_{r,2}$ les angles que forment les rayons réfractés dans la matière, qui sont fonction des indices optiques des milieux (n_{i1} ou n_{i2} , et n_2). En supposant que le connecteur branché sur l’analyseur de polarisation ne soit plus un FC/PC mais un FC/APC, son influence sur la puissance transmise peut être simulé, et cet effet est représenté par la courbe violette de la figure 2.22 : la variation de puissance transmise est aussi bien supérieure à celle causée par la biréfringence de la fibre PM, mais toujours pas suffisante pour expliquer la variation de puissance observée. L’autre élément biréfringent présent dans le montage est la lame demi-onde, qui forme des dioptries air/verre successifs. Le polariseur restant fixe, la direction de la polarisation avant les lames est également fixée. En tournant la lame demi-onde, la lumière incidente sur cette dernière est projetée de différentes façons : la puissance transmise n’est donc pas la même en fonction de l’angle, puisqu’elle dépend de la répartition du champ sur chaque axe, avec des coefficients de transmission différents. Si cette variation ne sera pas problématique dans le cas d’une mesure avec un milieu de référence, la puissance incidente restant la même dans les deux milieux, il faut en revanche la prendre en compte pour les mesures en transmission : la lame demi-onde ne peut donc plus être simplement représentée par sa matrice de Jones classique

$\begin{pmatrix} e^{i\pi} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{pmatrix}$. En posant n_1 et n_2 les indices de la lame demi-onde, la nouvelle forme qui prend en compte les pertes liées aux interfaces air/verre en entrée de la lame, et verre/air en sortie est :

$$\mathbf{L}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} \frac{2n_1}{n_1 + n_{air}} & 0 \\ 0 & \frac{2n_2}{n_2 + n_{air}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\pi} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{2n_{air}}{n_{air} + n_1} & 0 \\ 0 & \frac{2n_{air}}{n_{air} + n_2} \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

Dans la figure 2.22, la courbe verte représente l'influence d'une lame demi-onde avec une biréfringence $\Delta n = 4,5 \times 10^{-2}$, une valeur typique pour un tel composant optique.

2.6.5 Mesures en réflexion

Les essais en transmission réalisés montrent qu'en tournant la polarisation de 90° pour changer l'axe de la fibre sur lequel la lumière se propage, la biréfringence de la fibre n'a qu'un effet négligeable sur la variation de puissance. En théorie, lors de la mesure de l'indice de la fibre, les variations de puissance liées aux connecteurs FC/APC et à la lame $\lambda/2$, malgré leur amplitude prédominante, ne devraient pas entraver les mesures d'indices à cause du protocole expérimental, nécessitant de mesurer les puissances réfléchies dans quatre situations :

- Polarisation alignée selon l'axe lent, Fresnel fibre/air ;
- Polarisation alignée selon l'axe lent, Fresnel fibre/eau ;
- Polarisation alignée selon l'axe rapide, Fresnel fibre/eau ;
- Polarisation alignée selon l'axe rapide, Fresnel fibre/air.

L'alignement des composants est ainsi le même entre la mesure dans l'air et dans l'eau, ce qui permet de déterminer l'indice selon l'un des axes de la fibre, puis selon l'autre axe en actualisant la puissance de référence dans l'air. Néanmoins, les oscillations de puissance causées par l'amplificateur rendant la distinction entre les indices des deux axes impossible, il est nécessaire de le retirer du montage : le montage expérimental pour mesurer l'indice de la fibre est donc celui de la figure 2.20, sans l'amplificateur. L'absence d'amplification du signal pose alors un autre problème, qui est la faible puissance incidente sur le dioptré. En effet, le filtrage par les FBG réduit de manière drastique la puissance disponible, car la puissance sur la bande de 0,1 nm autour de la longueur d'onde de Bragg ne représente que 0,5% de la puissance totale ; les réseaux ont de plus une réflectivité de seulement de 50%. Il faut également prendre en compte la présence d'un autre coupleur 50/50 dans le montage et de l'ensemble polariseur/lame à retard, le passage en espace libre étant source de pertes importantes. Un rapide bilan de puissance permet de s'apercevoir que des 50 mW que peut délivrer la source ASE en entrée, la puissance incidente sur le dioptré est réduite à quelques μW au maximum, et la puissance réfléchie mesurée n'est que de quelques centièmes ou millièmes de μW en fonction du milieu (air ou eau, respectivement). Les variations entre la puissance réfléchie par le dioptré axe lent/milieu et axe rapide/milieu sont alors de l'ordre du dixième de nanowatt dans l'air, et du centième de nanowatt dans l'eau.

À l'aide du montage de la figure 2.20, sans l'amplificateur, dix séries de mesures ont été réalisées pour mesurer les indices de fibre PM Thorlabs, chaque série comprenant les mesures dans l'air et dans l'eau selon les deux axes de la fibre. À cause de la faible puissance optique, le polarimètre est placé en sortie du coupleur PM 2x2, pour que la puissance qu'il reçoit soit dans la plage lui permettant de réaliser les mesures de l'état de polarisation. Malgré la mise en évidence des différences qui existent entre la sortie AP et la sortie Fresnel du coupleur, il s'agit de l'option permettant d'avoir la meilleure estimation de l'état de polarisation sur le dioptré de mesure. La fibre sensible est maintenue en position verticale à l'aide d'un système dédié disposant d'un axe de translation vertical : cela permet de faire les mesures successives dans l'air puis dans l'eau en ayant le moins de changements possibles dans les pertes de courbures, puisqu'il suffit de faire descendre la fibre de quelques millimètres seulement pour passer d'un milieu à l'autre. La puissance réfléchie dans un milieu est la moyenne des puissances mesurées à 15 Hz sur une durée de trente secondes, une durée suffisamment courte pour considérer l'état de polarisation comme étant fixe et éviter les dérives temporelles de ce dernier, mais permettant aussi d'avoir suffisamment de points de mesure pour utiliser la valeur moyenne du signal (quelques centaines de points en moyenne). Les températures et hygrométries ont été relevées au début et à la fin de chaque série : les variations maximales observées sont de $0,2^\circ\text{C}$ et $0,5\%$ d'humidité relative, respectivement. La partie optique et la partie source/capteur sont posées sur deux tables de granite séparées et montées sur plots amortissants, pour limiter les perturbations mécaniques liées aux vibrations et aux ventilateurs des alimentations électriques. Malgré ces conditions d'essais durcies, bien loin des réalités industrielles (bruits, vibrations, variations de température etc...), il n'a pas été possible d'obtenir une répétabilité de la mesure de biréfringence de la fibre ; seules trois séries, dont les résultats sont présentés dans le tableau 2.6, ont permis d'obtenir des valeurs en cohérence avec la littérature. Cette incapacité à réaliser les mesures attendues s'explique par plusieurs facteurs, le plus important étant la stabilité de la source, puisque même sans l'amplificateur, des variations de puissance d'environ $0,5\%$, à 1% , soit supérieure à la différence entre les coefficients de Fresnel air/axe rapide et air/axe lent ont été observées : ces variations sont suffisantes pour fausser le rapport des puissances réfléchies dans l'air et dans l'eau, et donc l'indice optique déduit. Dans l'eau, les variations de puissance réfléchies sont d'environ 1% , encore une fois supérieures à la différence entre les coefficients de Fresnel eau/axe rapide et eau/axe lent.

Série	Indice lent	Indice rapide	Δn
1	1,4720	1,4715	8×10^{-4}
2	1,4722	1,4714	8×10^{-4}
3	1,4723	1,4714	9×10^{-4}

TABLEAU 2.6 – Indices optiques d'une fibre PM. Valeurs de la littérature :
 $n_{\text{lent}} = 1,4722$ et $n_{\text{rapide}} = 1,4715$ [98]

2.7 Conclusion sur le Fresnel sur fibre PM

Si utiliser une fibre biréfringente offre des perspectives intéressantes en termes de mesure d'indices dans des directions distinctes, de nombreuses problématiques théoriques et expérimentales limitent fortement le potentiel d'un tel système. La forme complexe des coefficients de Fresnel entre deux milieux biréfringents fait apparaître des effets de réflexion avec un changement de l'axe de propagation de la lumière, rendant difficile la distinction des indices optiques du milieu extérieur. Pour réaliser des mesures dans un milieu biréfringent contrôlable, une perspective intéressante est l'utilisation de cristaux liquides nématiques : sous les bonnes conditions de température, ces derniers se présentent en effet comme des liquides troubles, présentant un ordre d'orientation à longue distance des molécules et éventuellement un ordre de positionnement partiel, similaires à ceux dans un solide cristallin. Un tel milieu, liquide et anisotrope à cause de la forme allongée des molécules qui le constituent, n'est plus caractérisé par une unique permittivité diélectrique mais par un tenseur de permittivité, formant ainsi un milieu biréfringent avec une différence d'indice de l'ordre 0,1 à 0,3 [104]. Les cristaux liquides nématiques ont en outre la particularité de pouvoir être orientés parallèlement ou perpendiculairement à un champ électrique [96], ce qui permet de contrôler précisément la direction de l'axe optique, phénomène couramment utilisé dans les écrans à cristaux liquides. Les propriétés uniques d'un tel milieu sont donc attractives pour réaliser des mesures d'indices dans un milieu biréfringent à l'aide d'un capteur de Fresnel sur fibre PM ; elles rendent en effet possible le contrôle de la direction de l'axe optique, tout en laissant la fibre optique libre de mouvement dans un milieu liquide. Néanmoins, cela soulève de nouvelles problématiques comme l'impact de la fibre sur l'orientation des cristaux.

Les mesures sur des milieux isotropes supprimant les difficultés liées aux effets de réflexion croisées, la mesure de la biréfringence de la fibre apparaît comme un essai plus simple à mettre en œuvre en déterminant les indices de la fibre selon ses deux axes de propagation à l'aide de deux milieux de référence d'indices connus. Les essais réalisés ont mis en évidence de nombreuses problématiques liées à l'ajout dans le système de mesure d'éléments de contrôle de l'état de polarisation. L'un des points les plus critiques est la nécessité d'avoir une source à faible largeur spectrale pour réaliser les mesures de l'état de polarisation, tout en évitant la présence d'une cavité laser susceptible d'être déstabilisée. Le filtrage d'une source ASE réalisé à l'aide de réseaux de Bragg réduit de plusieurs ordres de grandeur la puissance disponible, ce qui ne peut être compensé par un système amplificateur à cause des oscillations de puissance engendrées par celui-ci. La stabilité de la source est ainsi l'autre élément décisif pour la mesure de la biréfringence de la fibre : à cause de la variation relative entre les coefficients de Fresnel axe lent/milieu extérieur et axe rapide/milieu extérieur, de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent, tout bruit d'amplitude supérieure rend impossible la distinction entre les deux indices. Cette variation infime de puissance causée par le changement des coefficients de Fresnel à l'interface fibre PM/milieu extérieur est mise en évidence à l'aide de mesures en transmission, où les effets des connecteurs FC/APC et ceux de la lame demi-onde sur la puissance transmise apparaissent comme prédominants.

Le capteur de Fresnel sur une fibre à maintien de polarisation offre ainsi des perspectives d'amélioration et d'expériences complémentaires en laboratoire, mais les contraintes associées (éléments de contrôle et de mesure de l'état de polarisation, stabilité de la source, environnement contrôlé) rendent difficilement envisageable son exploitation dans des environnements industriels. De plus, pour l'application à la mesure de contraintes dans une résine époxy, l'évolution de l'indice est liée à la contrainte appliquée par la relation :

$$\Delta n = C \Delta \sigma \quad (2.65)$$

Le coefficient C est le coefficient photoélastique, en Pa^{-1} , de l'ordre de 10^{-12} Pa^{-1} pour des polymères ou de l'époxy [105-108] . Cela permet de mettre directement en évidence les contraintes nécessaires, de l'ordre de la centaine de MPA pour obtenir une biréfringence de l'ordre de 10^{-4} , voir du millier de MPA pour une biréfringence de l'ordre de 10^{-3} , des contraintes bien supérieures à ce que peut supporter une résine époxy, permettant de conclure qu'il sera impossible d'aller estimer des champs de contraintes par cette méthode.

Pour répondre à la problématique de sensibilité du capteur de Fresnel aux perturbations locales, l'emploi de fibres multimodes en tant que capteur de Fresnel va maintenant être étudié.

Capteur de Fresnel basé sur une fibre multimode

Le capteur de Fresnel sur fibre monomode ne permet des mesures que sur une zone de quelques micromètres de diamètre à l'extrémité de cette dernière, sur une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde, le rendant sensible aux perturbations locales : il est donc nécessaire d'augmenter le volume de mesure par le diamètre de la zone sensible. Dans ce chapitre, l'utilisation de fibres multimodes est envisagée pour répondre à cette problématique. Les conséquences des effets multimodaux sont étudiées numériquement, tandis qu'une analyse statistique est réalisée pour étudier l'influence d'un bruit de mesure. Une confirmation expérimentale est réalisée dans des solutions eau distillée/isopropanol et eau distillée/sel.

Sommaire

3.1	Problématique liée au volume étudié et solution possible	76
3.2	Influence des phénomènes modaux sur la puissance réfléchie	78
3.2.1	Description des principales distributions modales de puissance	78
3.2.2	Expression de la puissance réfléchie à l'extrémité d'une fibre multimode . .	80
3.3	Calcul numérique de la fraction effective de lumière réfléchie	82
3.3.1	Coefficients de Fresnel calculés	83
3.3.2	Erreur d'approximation sur l'indice	85
3.4	Influence d'un bruit de mesure : évaluation d'incertitudes	87
3.4.1	Méthodologie	87
3.4.2	Résultats	88
3.5	Validation expérimentale	91
3.5.1	Mesure de l'indice de la fibre	91
3.5.2	Mesure d'indice à l'aide de Fresnel SMF et MMF, avec montage mixte SMF/MMF	93
3.5.3	Mesure d'indice à l'aide d'un Fresnel MMF, avec montage entièrement MMF	96
3.6	Conclusion sur le Fresnel MMF	98

3.1 Problématique liée au volume étudié et solution possible

Un aspect éventuellement problématique lié au capteur de Fresnel est la faible taille du volume sur lequel la mesure d'indice est réalisée. Comme évoqué précédemment, dans le cadre du modèle de la réflexion de Fresnel avec une fibre monomode standard, ce capteur n'autorise des mesures que sur une petite zone à l'extrémité de la fibre, soit sur un diamètre de $8\ \mu\text{m}$ et une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde utilisée. Cette mesure très localisée rend le capteur de Fresnel extrêmement sensible aux perturbations locales, comme une bulle d'air dans une résine lors d'une mesure de réticulation ou encore des impuretés dans une solution lors d'une mesure de concentration d'espèce chimique. Utiliser une fibre multimode en silice (MMF) comme capteur de Fresnel peut augmenter de manière significative le volume étudié, grâce à leur diamètre de cœur bien supérieur à celui des fibres monomodes, pouvant atteindre plusieurs centaines de micromètres. L'utilisation de fibres multimodes à gradient d'indice, avec un diamètre de faisceau supérieur à celui des fibres monomodes, offre également des perspectives intéressantes pour augmenter les tolérances d'alignement latéral [109] et pour rendre les connecteurs moins sensibles à la présence d'impuretés [110], ce qui peut s'avérer utile lors de mesures dans un environnement industriel. Quant aux fibres optiques plastiques multimodes, leur faible coût et leur module élastique inférieur à celui des fibres en silice les rendent attractives pour certaines applications industrielles, et pourraient ainsi être utilisées à cette fin. L'emploi de ces fibres, qui présentent une élongation à la rupture plus importante que les fibres en silice apparaît intéressant pour le suivi de câbles soumis à des allongements importants [111]. Néanmoins, leur affinité pour l'eau ainsi que les variations de leur indice causées par l'absorption d'eau sont un point bloquant : le principe de mesure nécessite en effet de connaître avec précision l'indice du cœur de la fibre. Dans la littérature, quelques applications utilisent des fibres multimodes en silice pour réaliser des mesures d'indices mais en s'appuyant sur la perte de réflexion totale interne causée par l'absence de gaine plutôt que sur la réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre [87, 112]. Ce même principe a également été mis en oeuvre sur des fibres plastiques [86].

Les questions soulevées par l'utilisation de fibres multimodes sont nombreuses. Un point important est lié à leur diamètre de cœur, bien supérieur à celui des fibres monomodes de silice habituellement utilisées. Cette caractéristique géométrique implique la propagation de nombreux modes optiques et donc l'existence de plusieurs indices effectifs pour la fibre et de vitesses de propagations différentes en fonction des modes. Ces différences entre les constantes de propagation est par exemple problématique pour interroger les fibres multimodes à l'aide de méthodes OTDR (*Optical Time-Domain Reflectometry*), où la connaissance de la vitesse de propagation du signal est cruciale pour remonter à la position d'un défaut. Néanmoins, éliminer les modes d'ordre élevé à l'aide d'un filtre adapté [113] permet de réaliser de telles mesures. Dans un modèle à rayons, le diamètre de cœur des fibres multimodes implique également des variations de l'angle d'incidence sur le dioptre à l'extrémité de la fibre. L'approximation de l'incidence normale n'est donc plus valable, et le coefficient de réflexion en puissance entre le cœur d'indice optique n_c et une matière d'indice n_2 ne peut plus être considéré comme étant égal à $\left(\frac{n_c - n_2}{n_c + n_2}\right)^2$. En incidence non-normale,

le coefficient de réflexion dépend de l'angle d'incidence et de l'état de polarisation de l'onde : le coefficient sera différent si l'onde est parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence (équations (1.16) et (1.15), respectivement). Il est donc important de pouvoir relier chaque mode se propageant dans la fibre à un angle d'incidence α , pour déterminer avec précision les valeurs des coefficients de réflexions qui seront différentes pour chaque mode à cause des variations d'indice et d'angle d'incidence.

Un autre aspect à considérer est la distribution modale de puissance : les différents modes ou, dans la représentation géométrique, les rayons incidents sur le dioptré avec un certain angle, ne portent pas forcément la même quantité d'énergie. Le coefficient global de réflexion en puissance n'est donc pas une simple moyenne des différents coefficients de réflexion mais plutôt une moyenne pondérée par l'énergie portée par chaque mode. De manière générale, les modes d'ordre faible sont ceux qui portent le plus d'énergie, comme cela sera détaillé par la suite ; c'est en revanche autour de l'incidence normale que les coefficients de réflexion sont les plus faibles. Si les modes d'ordre élevé (ceux avec un fort angle d'incidence) transportent moins d'énergie, ce sont aussi ceux qui, dans la représentation géométrique, sont le plus réfléchis. Il existe donc une compétition entre ces deux effets (mode portant une forte énergie mais faiblement réfléchi, et mode avec une faible énergie mais fortement réfléchi) qui ne permet pas de donner instinctivement la part d'énergie réfléchie sur un dioptré à l'extrémité d'une fibre multimode. Il est à noter qu'une solution pour profiter du diamètre de cœur élevé des fibres multimodes tout en excitant uniquement le mode fondamental d'une fibre multimode existe, et consiste à fusionner une section de fibre multimode à gradient d'indice à l'extrémité d'une fibre monomode [114]. Cette méthode permet de s'affranchir de la distribution modale de puissance et du couplage de mode, tout en élargissant le diamètre du faisceau au-delà du *Mode Field Diameter* d'une fibre monomode. Cela nécessite néanmoins de réaliser une série d'opérations, plus difficiles à mettre en oeuvre dans un contexte industriel que le clivage d'une fibre, tandis que les fibres plastiques sont fortement multimodes à cause de leur diamètre de cœur important.

Enfin, un autre point de vigilance est l'impact de la dispersion, certaines sources laser ayant une bande spectrale d'émission relativement large (40 nm pour une source ASE par exemple). L'indice optique de la fibre et du milieu extérieur variant avec la longueur d'onde, cela induira des changements supplémentaires dans les coefficients de Fresnel mis en jeu.

L'objectif de ce chapitre est donc de tenir compte de ces différents phénomènes afin d'établir un modèle décrivant la fraction de lumière réfléchie à l'extrémité d'une fibre multimode, modèle qui devra permettre de remonter à l'indice optique du milieu extérieur. Ce modèle sera ensuite implémenté en Python ; les valeurs numériques ainsi obtenues permettront de connaître l'effet des phénomènes évoqués sur la fraction de lumière réfléchie. Il sera de plus intéressant de voir quelle est l'erreur faite sur l'indice calculé en utilisant malgré tout l'hypothèse de l'incidence normale, car les formules simples qui en découlent facilitent grandement l'exploitation de résultats expérimentaux. Les premiers essais seront réalisés sur des fibres en silice insensibles à l'eau.

3.2 Influence des phénomènes modaux sur la puissance réfléchi

La distribution modale de puissance (MPD en anglais, pour *Modal Power Distribution*) décrit la manière dont l'énergie totale dans une fibre est répartie entre les différents modes qui s'y propagent. Afin de déterminer les effets de la distribution modale de puissance, chaque mode est associé à un rayon avec un angle de propagation α , mesuré depuis l'axe de la fibre : il a été démontré que ce modèle de rayon est satisfaisant pour représenter une continuité d'ondes planes [115]. Les distributions de puissance incidente sur le dioptre à l'extrémité de la fibre seront donc exprimées à l'aide de $P_i(\alpha)$, une fonction de l'angle de propagation et par conséquent de l'angle d'incidence sur le dioptre fibre/matière. Un avantage de ce modèle de rayons est qu'il permet d'utiliser un seul indice, celui de la silice, pour l'indice de la fibre, et ne nécessite donc pas de prendre en compte un indice pour chaque mode se propageant dans la fibre. Le diamètre du cœur n'intervient également pas dans les calculs : le paramètre important est ici l'angle d'incidence, sa valeur maximale étant dépendante de l'ouverture numérique de la fibre. Ce modèle est donc *a priori* valable pour une fibre multimode à saut d'indice, en silice avec un diamètre de cœur de $60\ \mu\text{m}$ ou en plastique avec un diamètre de $900\ \mu\text{m}$.

3.2.1 Description des principales distributions modales de puissance

Les trois principales distributions présentes dans la littérature sont :

- L'UMD, *Uniform Mode Distribution*, où chaque mode transmis porte la même énergie ;
- La distribution gaussienne, distribution généralement considérée, liée au faisceau laser en entrée de la fibre ;
- L'EMD, *Equilibrium Mode Distribution*, cas particulier atteint dans certains cas spécifiques et qui fait intervenir des notions plus complexes tels que le couplage de modes.

Uniform Mode Distribution

Selon la théorie de l'UMD, la puissance est répartie de manière équivalente entre les différents modes : c'est par exemple le cas si tous les modes sont excités de la même façon, ce qui peut être vrai à l'entrée de la fibre. Le couplage de modes, soit l'échange d'énergie entre les modes, fait que cette distribution est en revanche très vite perdue [116]. De plus, l'énergie portée par chaque mode ne peut être supérieure à l'énergie maximale du mode d'ordre le plus élevé : les premiers modes (ceux d'ordre faible) portent donc moins d'énergie qu'ils ne le pourraient. Cette distribution ne rend donc pas réellement compte de la réalité mais est souvent considérée en première approche, et pourra de plus être considérée comme un cas limite dans l'étude, car les grands angles d'incidences auront autant de poids que les faibles dans les calculs.

Distribution gaussienne

Cette distribution, la plus utilisée, correspond à l'utilisation d'un faisceau gaussien comme source. Si ce dernier est aligné avec l'axe de propagation de la fibre, la puissance incidente

s'exprime par :

$$P_i(\alpha) = e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{\sigma}\right)^2} \quad (3.1)$$

avec α l'angle d'incidence sur le dioptré fibre/matière et σ l'écart-type sur la distribution d'énergie du laser, lié à la largeur à mi-hauteur, couramment dénotée FWHM (de l'anglais *full width at half maximum*), par $\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2,355\sigma$. Cette distribution permet de mettre en évidence qu'une infime partie de l'énergie se dissipe dans la gaine optique.

Equilibrium Mode Distribution

Cette distribution apparaît sous certaines conditions lorsque le phénomène de couplage de modes, soit le transfert d'énergie entre les différents modes, est pris en compte. Ce couplage généralement dû aux imperfections microscopiques de la fibre : l'onde, ou dans la représentation utilisée le rayon, est diffracté et une partie de l'énergie se retrouve dans un autre mode. La présence de courbures dans la fibre contribue également à ce phénomène : en enroulant la fibre autour d'un diamètre précis, il est ainsi possible d'éliminer certains modes spécifiques, pour en général ne garder que les modes d'ordre faible. L'équation permettant d'exprimer la puissance selon un certain angle, en tenant compte des phénomènes de couplage de modes est [115] :

$$\frac{P(\alpha, z)}{\partial z} = -A(\alpha)P(\alpha, z) + \frac{\delta\alpha^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\alpha C(\alpha) \frac{\partial P(\alpha, z)}{\partial \alpha} \right] \quad (3.2)$$

avec $P(\alpha, z)$ la puissance dans la fibre à une distance z de la source et selon un angle d'incidence α , $C(\alpha)$ le coefficient de couplage et $A(\alpha)$ l'atténuation modale. Le profil de la distribution varie en fonction de la distribution initiale (généralement un faisceau gaussien) et de la longueur de fibre parcourue, en étant fortement dépendant du paramètre $C(\alpha)$. Au bout d'une certaine longueur (quelques centaines de mètres pour des fibres de silice, quelques dizaines de mètres pour des fibres polymères [117]), un état stable est atteint, à partir duquel la distribution d'énergie ne change plus. Cet état ne sera pas expérimentalement atteint ici à cause des faibles longueurs de fibres mises en jeu mais reste pertinent à étudier : en effet, une application industrielle du capteur de Fresnel, par exemple pour des mesures à plus longues distances, peut éventuellement mener à cette situation. En choisissant de négliger les pertes liées à l'atténuation dans la fibre, la puissance en régime stationnaire s'obtient en résolvant (3.2) pour $-A(\alpha)P(\alpha, z) = 0$ et conduit à [118] :

$$P_i(\alpha) = J_0 \left(2,405 \frac{\alpha}{\alpha_{max}} \right) \quad (3.3)$$

avec J_0 la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro.

Une illustration graphique de la différence entre ces trois répartitions est présentée figure 3.1, pour une fibre avec un angle d'incidence maximal de 8° et $\sigma = 1.48^\circ$ pour la distribution gaussienne. Dans cet exemple, la puissance totale (l'intégrale entre -8° et 8°) des trois distributions est la même. La figure permet de visualiser que pour une distribution gaussienne, la puissance est majoritairement portée par les modes d'ordre faible, qui sont le moins réfléchis car proches de l'incidence normale. A l'inverse, dans la distribution EMD, les modes d'ordres élevés, avec un

angle d'incidence plus important et donc mieux réfléchis, portent plus de puissance.

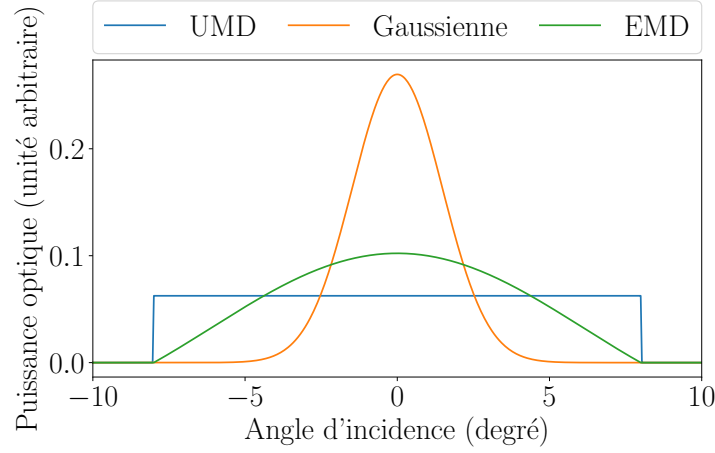


FIGURE 3.1 – Représentation des trois distributions de puissance étudiées. Angle d'incidence maximal : 8°

3.2.2 Expression de la puissance réfléchie à l'extrémité d'une fibre multimode

Pour modéliser la mesure du capteur de Fresnel avec une fibre multimode, il est maintenant nécessaire d'intégrer la distribution modale de puissance, les différents angles d'incidences et la dispersion. Tout d'abord, pour une distribution de puissance incidente sur le dioptre quelconque, la puissance réfléchie à cet angle s'exprime par :

$$P_r(\alpha) = P_{i\perp}(\alpha)r_{\perp}^2(\alpha) + P_{i\parallel}(\alpha)r_{\parallel}^2(\alpha) \quad (3.4)$$

avec $P_{i\perp}(\alpha)$ et $P_{i\parallel}(\alpha)$ les puissances incidentes pour les polarisations perpendiculaire et parallèle, respectivement. Le modèle à rayons utilisé implique que seul l'indice du milieu est utilisé pour l'indice de la fibre, et non pas un indice pour chaque mode. Pour la lumière non polarisée, la puissance incidente totale $P_i(\alpha)$ est répartie de manière équivalente entre les polarisations perpendiculaire $\perp$ et parallèle $\parallel$ [13]. L'équation précédente devient donc :

$$P_r(\alpha) = \frac{P_i(\alpha)}{2} \left[r_{\perp}^2(\alpha) + r_{\parallel}^2(\alpha) \right] \quad (3.5)$$

La puissance totale réfléchie à l'interface est donc donnée en intégrant sur l'angle solide jusqu'à $\alpha_{\max}$, l'angle d'incidence maximal sur l'interface, qui dépend des caractéristiques opto-géométriques de la fibre. En posant K_{att} un coefficient d'atténuation globale représentant toutes les pertes optiques dans le système, la puissance mesurée réfléchie est, en se basant sur les équations de GLOGE [115] :

$$P_r = 2\pi K_{\text{att}} \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha) \left[r_{\perp}^2(\alpha) + r_{\parallel}^2(\alpha) \right] \sin(\alpha) d\alpha \quad (3.6)$$

Pour déterminer l'indice d'un milieu dans le cas d'un Fresnel avec une fibre monomode, deux mesures de puissance réfléchie sont nécessaires : comme détaillé dans les équations (1.19) à (1.24), l'expression du rapport entre la puissance réfléchie dans l'air ($P_{r,\text{air}}$) et celle réfléchie dans la matière à caractériser ($P_{r,\text{mat}}$) permet en effet de supprimer les inconnues liées aux pertes dans le système. Ce principe de mesure peut également être appliqué au capteur de Fresnel avec une fibre multimode, la puissance réfléchie dans un milieu (air ou milieu inconnu) s'exprimant par l'équation (3.6). Le ratio des puissances réfléchies dans l'air et dans le milieu vaut donc :

$$\frac{P_{r,\text{air}}}{P_{r,\text{mat}}} = \frac{\int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha) \left[r_{\perp,\text{air}}^2(\alpha) + r_{\parallel,\text{air}}^2(\alpha) \right] \sin(\alpha) d\alpha}{\int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha) \left[r_{\perp,\text{mat}}^2(\alpha) + r_{\parallel,\text{mat}}^2(\alpha) \right] \sin(\alpha) d\alpha} \quad (3.7)$$

Si une source polychromatique émettant entre λ_1 et λ_2 est utilisée, la puissance peut être répartie de manière non-uniforme sur la plage spectrale d'émission. Les indices dépendent de la longueur d'onde et leur variation peut être exprimée à l'aide d'une relation de dispersion, comme la loi de Sellmeier. Lorsque la variation de longueur d'onde est faible, la variation d'indice peut en règle générale être approchée par une simple fonction linéaire, caractérisée par son taux d'accroissement $\partial n / \partial \lambda$. Ainsi, les coefficients de Fresnel ne sont plus uniquement dépendants de l'angle d'incidence, mais aussi de λ . L'expression de la puissance réfléchie mesurée en sortie du système devient donc :

$$P_r = 2\pi K_{att} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha, \lambda) \left[r_{\perp}^2(\alpha, \lambda) + r_{\parallel}^2(\alpha, \lambda) \right] \sin(\alpha) d\alpha d\lambda \quad (3.8)$$

L'expression exacte du rapport des puissances réfléchies est alors :

$$\frac{P_{r,\text{air}}}{P_{r,\text{mat}}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha, \lambda) \left[r_{\perp,\text{air}}^2(\alpha, \lambda) + r_{\parallel,\text{air}}^2(\alpha, \lambda) \right] \sin(\alpha) d\alpha d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{\alpha_{\max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha, \lambda) \left[r_{\perp,\text{mat}}^2(\alpha, \lambda) + r_{\parallel,\text{mat}}^2(\alpha, \lambda) \right] \sin(\alpha) d\alpha d\lambda} \quad (3.9)$$

La puissance réfléchie est ainsi une intégrale double, sur l'angle solide pour prendre en compte la distribution modale de puissance, et sur l'ensemble des longueurs d'ondes pour la distribution spectrale de puissance. Contrairement au cas simple du Fresnel avec une fibre monomode, cette équation n'a pas d'expression analytique donnant directement l'indice de la matière, à cause des multiples distributions modales de puissance possibles. Néanmoins, les outils numériques permettent facilement de résoudre cette équation pour déterminer l'indice recherché.

3.3 Calcul numérique de la fraction effective de lumière réfléchie

Pour calculer la fraction effective de lumière réfléchie, l'équation (3.8) est implémentée en Python. La distribution spectrale de puissance choisie correspond à celle de la source ASE GN Nettest Fiberwhite qui sera utilisée lors des expériences. Son spectre est obtenu avec un analyseur de spectre optique Anritsu MS9710B : la puissance n'est pas répartie de manière uniforme, comme illustré figure 3.2. Représenter la distribution par un polynôme simple à intégrer demandant un ordre élevé, le choix est fait de discrétiser la répartition spectrale de puissance sur cent longueurs d'onde : des coefficients C_{λ_i} tel que $\sum C_{\lambda_i} = 1$ sont déterminés pour représenter la répartition de puissance.

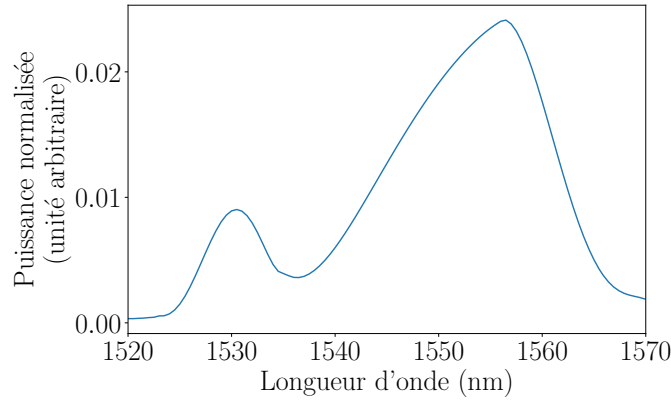


FIGURE 3.2 – Spectre discret et normalisé de la source ASE GN Nettest Fiberwhite

La puissance totale réfléchie est alors calculée selon :

$$P_r = 2\pi \sum_{\lambda_i \in E_\lambda} C_{\lambda_i} \int_0^{\alpha_{max}} \frac{1}{2} P_i(\alpha) \left(r_{\perp}^2(\alpha, \lambda_i) + r_{\parallel}^2(\alpha, \lambda_i) \right) \sin(\alpha) d\alpha \quad (3.10)$$

En normalisant la puissance incidente dans l'équation (3.10) afin qu'elle soit unitaire, la puissance réfléchie calculée correspond directement au coefficient de Fresnel effectif, décrivant la fraction de lumière réfléchie, en puissance, à l'interface entre une fibre multimode et un milieu extérieur.

L'intégrale restante dans l'équation (3.10) est bornée entre 0 et α_{max} , qui est l'angle maximal d'incidence sur le dioptré. Sa valeur est liée à celle de l'angle d'acceptance θ_{max} par la relation $n_0 \sin(\theta_{max}) = n_c \sin(\alpha_{max})$. L'angle d'acceptance (figure 3.3) est l'angle d'injection maximal permettant de respecter les conditions de réflexion totale interne dans la fibre, fonction, pour les fibres à saut d'indice, de l'ouverture numérique. Quatre ouvertures numériques présentées dans le tableau 3.1 et basées sur des valeurs standards disponibles dans le commerce sont considérées dans cette étude : $NA = 0,12$ correspond à une fibre monomode standard, $NA = 0,22$ correspond à une fibre multimode avec un coeur et une gaine en silice, $NA = 0,39$ à un coeur silice et une gaine en polymère, et $NA = 0,5$ est typique d'une fibre plastique.

Type	NA	θ_{max}	α_{max}
SMF	0,12	6,9 °	4,7 °
MMF	0,22	12,7 °	8,7 °
MMF	0,39	22,9 °	15,5 °
MMF	0,5	30,0 °	20,1 °

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques des fibres à saut d'indice étudiées

Dans les coefficients de Fresnel $r_{\perp}$ et $r_{\parallel}$, intervient également θ_2 , l'angle entre la normale au dioptré et le rayon réfracté dans la matière à l'extrémité de la fibre, représenté figure 3.3. Dans le programme, les coefficients de Fresnel sont exprimés en fonction des autres paramètres à l'aide de la relation $n_c \sin(\alpha) = n_2 \sin(\theta_2)$.

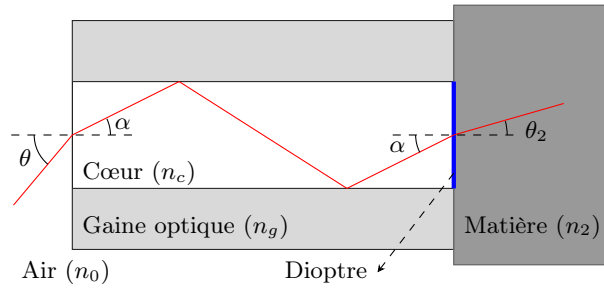


FIGURE 3.3 – Rayons et angles dans la fibre, le rayon réfléchi par le dioptré n'est pas représenté

Concernant les indices optiques utilisés dans les calculs, ceux du cœur de la fibre sont calculés à l'aide d'une équation de Sellmeier pour un mélange $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ avec les coefficients de FLEMING [119], où l'indice du cœur à 1550 nm choisi vaut $n_c = 1,4682$, une valeur standard pour des fibres optiques à saut d'indice en silice. Pour les indices n_2 du second milieu à 1550 nm, cinq valeurs sont considérées pour obtenir des résultats sur une large plage d'indices :

- 1,0003 pour l'indice optique de l'air ;
- 1,3180 pour l'indice optique de l'eau [24] ;
- 1,5000 comme valeur proche de l'indice optique de la fibre, qui peut approximativement représenter des solutions aqueuses avec de fortes teneurs en sucre ou en sel [83], ou bien des huiles [120] ;
- 1,7000 pour représenter des liquides avec un indice optique très élevé [121] ;
- 2,9000 pour le cas particulier d'un milieu avec un indice élevé, comme une résine époxy contenant des charges [81].

3.3.1 Coefficients de Fresnel calculés

L'équation (3.10) avec une puissance incidente unitaire donne directement la fraction de lumière réfléchie à l'interface fibre/matière. La figure 3.4 permet de visualiser les résultats obtenus pour les différentes configurations ; les valeurs numériques sont détaillées en annexe dans le tableau B.1. Dans la figure 3.4, UMD correspond au coefficient de réflexion en puissance intégré

avec une puissance identique pour chaque mode, *Gauss* correspond au coefficient de réflexion en puissance intégré avec une répartition de puissance selon un faisceau gaussien avec un paramètre $\sigma = 1.48^\circ$, et *Bessel* correspond au coefficient de réflexion en puissance intégré, avec répartition de puissance selon une fonction de Bessel.

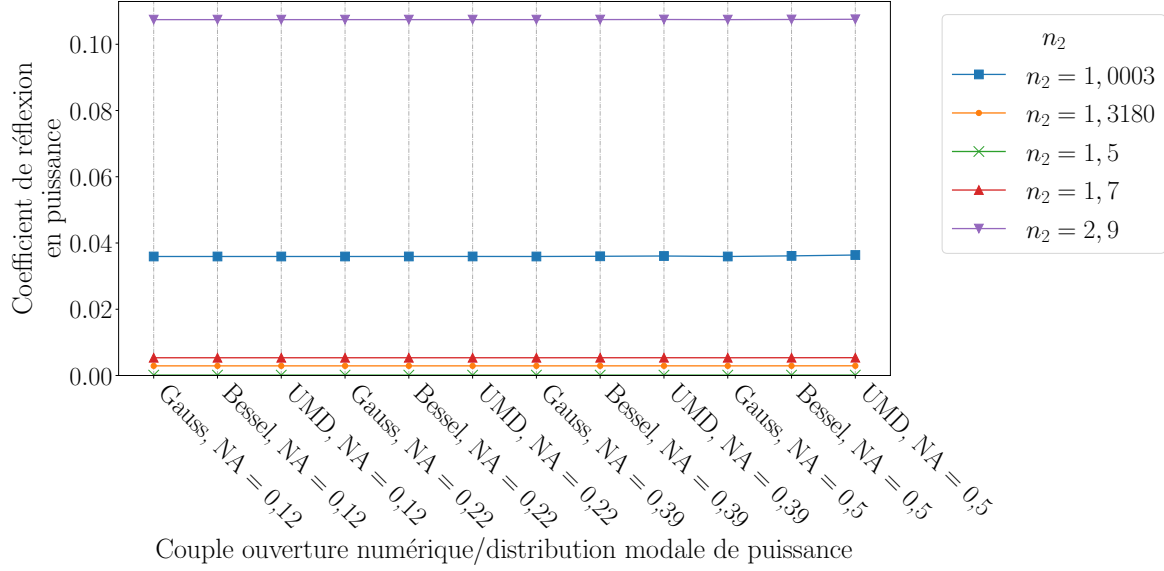


FIGURE 3.4 – Coefficient de réflexion en puissance, dans différentes configurations

La distribution modale de puissance et l'ouverture numérique n'ont que peu d'influence sur les coefficients de réflexion, qui ne diffèrent que par la cinquième décimale pour un milieu d'indice n_2 donné. La puissance incidente n'étant en général que de quelques milliwatts, cela revient à mesurer des fractions de μWatts . La figure 3.5 présente l'écart relatif entre le coefficient calculé selon l'équation (3.10) pour une configuration donnée et le coefficient de réflexion de référence, soit en incidence normale à 1550 nm et sans dispersion.

La distribution gaussienne est celle qui présente le moins de différence avec le coefficient en incidence normale : cela s'explique par le fait que la grande majorité de la puissance est répartie dans les modes proches de l'incidence normale. Les différences sont plus importantes pour les fibres avec une grande ouverture numérique ($NA = 0,5$) et une distribution de puissance large, en particulier la distribution uniforme qui donne un poids plus important aux grands angles d'incidence. Dans la quasi-totalité des cas, la variation relative est positive, signifiant que la fraction effective de lumière réfléchie est plus importante qu'en incidence normale : cela s'explique logiquement par les coefficients de réflexion plus importants avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Les seuls cas où la variation relative est négative mettent en oeuvre une distribution gaussienne et $n_2 = 1,3180$; ce comportement spécifique est ainsi probablement causé par la dispersion et les variations d'indices qui en résulte. Les résultats pour la fibre monomode sont en cohérence avec le résultat attendu : l'écart relatif maximum entre les coefficients de Fresnel calculés avec l'équation (3.10) et le coefficient standard est de 0,014% pour le milieu d'indice $n_2 = 1,5$, et de 0,002% pour les autres milieux.

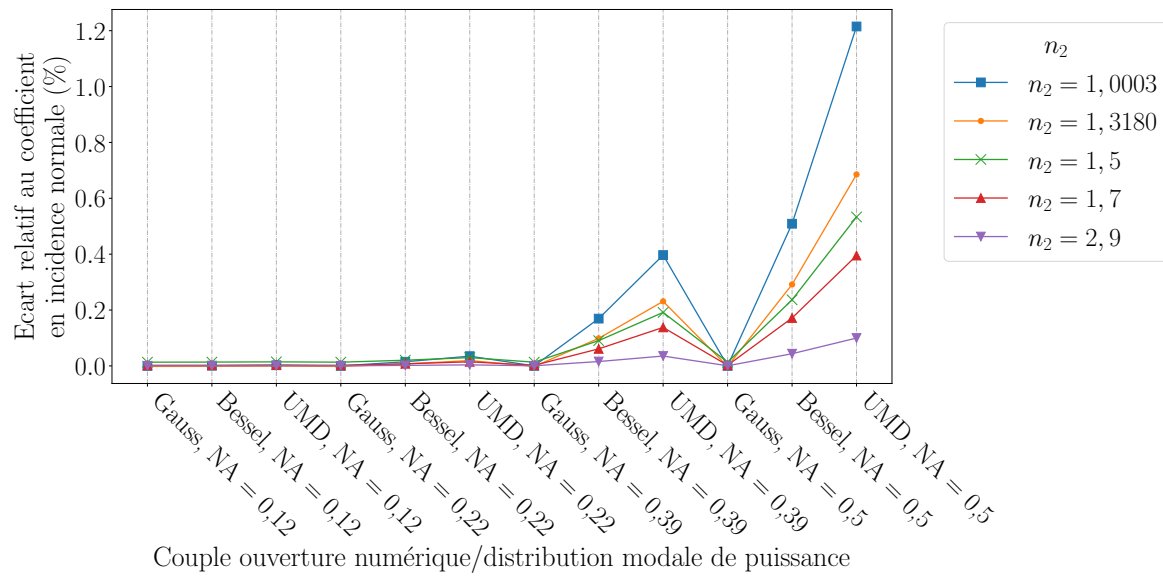


FIGURE 3.5 – Variation relative des coefficients effectifs par rapport au coefficient en incidence normale (en %)

3.3.2 Erreur d'approximation sur l'indice

Pour rappel, en incidence normale et à une certaine longueur d'onde, la formule correspondant à l'utilisation d'un Fresnel sur fibre monomode permettant de déterminer l'indice optique d'un milieu avec un capteur de Fresnel en utilisant une mesure dans un milieu de référence (ici l'air) est :

$$n_2 = \begin{cases} n_f \frac{1 - \eta}{1 + \eta} & \text{si } n_2 < n_f \\ n_f \frac{1 + \eta}{1 - \eta} & \text{si } n_2 > n_f \end{cases} \quad \text{avec } \eta = \frac{n_f - n_{\text{air}}}{n_f + n_{\text{air}}} \sqrt{\frac{P_{r,n_2}}{P_{r,\text{air}}}} \quad (3.11)$$

Afin de déterminer l'erreur faite en utilisant l'hypothèse de l'incidence normale pour remonter à l'indice du milieu, les puissances réfléchies dans l'air ($P_{r,\text{air}}$) et dans un milieu d'indice n_2 (P_{r,n_2}) utilisées dans la relation (3.11) sont supposées être celles obtenues à l'aide de l'équation (3.10), toujours pour une puissance incidente unitaire. Les écarts absolus entre les indices n_2 ainsi calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm sont présentés dans la figure 3.6 et l'écart relatif entre ces indices et la valeur en incidence normale à 1550 nm dans la figure 3.7. Les valeurs numériques sont détaillées en annexe dans les tableaux B.3 et B.4.

Il apparaît qu'une différence importante entre l'indice du second milieu et celui de la fibre amplifie l'erreur pour les distributions larges (gaussienne et Bessel) : l'effet est particulièrement visible pour une ouverture numérique de 0,5. Dans ce cas critique, la différence maximale entre l'indice réel à 1550 nm et l'indice calculé est de -1×10^{-2} pour $n_2 = 2,9$, et de l'ordre de 10^{-4} pour tous les autres milieux. Pour une fibre avec $\text{NA} = 0,39$, l'erreur maximale est de -4×10^{-3} ,

et de -3×10^{-4} pour une fibre avec $NA = 0,22$. Pour la fibre monomode, l'erreur maximale est de -2×10^{-5} , valeur inférieure à la sensibilité de la plupart des systèmes de mesure d'indice, confirmant le fait que l'hypothèse de l'incidence normale peut être faite pour ce type de fibre. Le cas de la distribution uniforme étant très peu probable expérimentalement, l'erreur maximale parmi les configurations restantes est de -5×10^{-3} , obtenue pour une fibre avec $NA = 0,5$, une distribution de Bessel et $n_2 = 2,9$.

Utiliser l'approximation de l'incidence normale dépend donc de la précision souhaitée sur l'indice et des conditions expérimentales : pour une précision de l'ordre de 10^{-4} , l'hypothèse est acceptable pour tous les matériaux à condition de limiter l'ouverture numérique de la fibre à 0,22. En revanche, lors de l'utilisation d'une fibre plastique avec une ouverture numérique de 0,5, une précision similaire nécessite de limiter les matériaux étudiés à ceux dont l'indice présente un écart maximal avec l'indice de la fibre d'environ 0,2. La résolution numérique de l'équation (3.9) pour déterminer l'indice du second milieu reste donc pertinente dans de nombreux cas, notamment lorsque des inconnues sur la distribution modale de puissance, le type de fibre ou l'indice du second milieu subsistent.

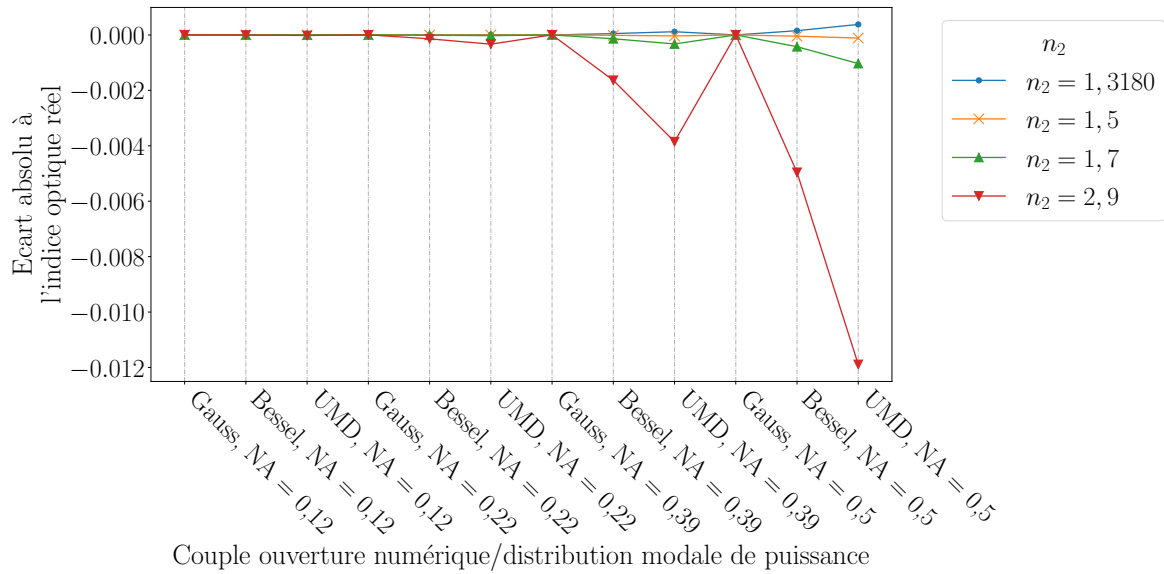


FIGURE 3.6 – Écarts absolus entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm

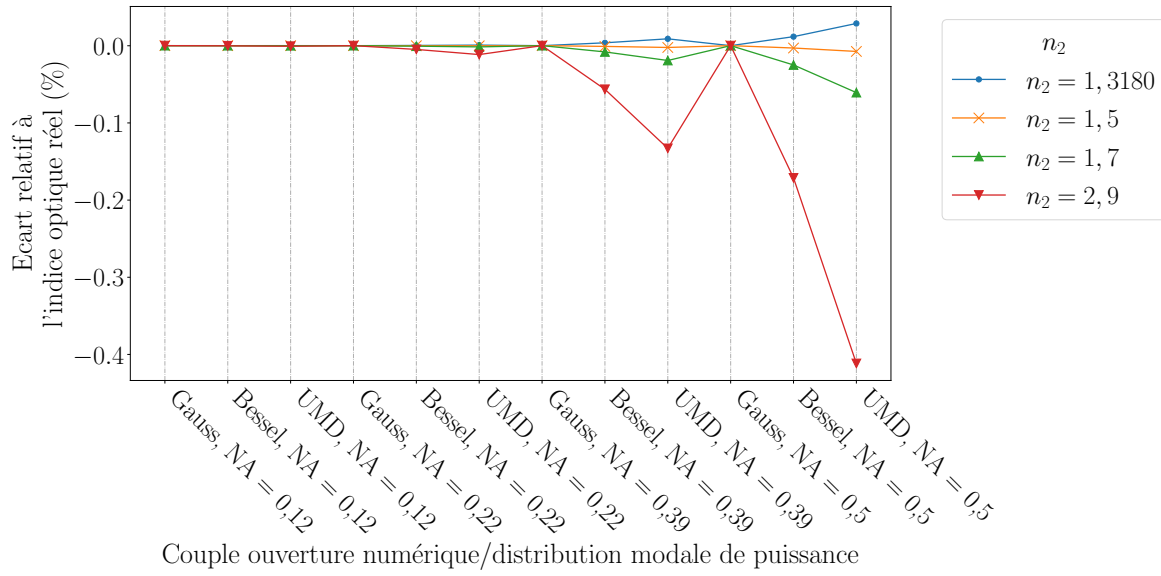


FIGURE 3.7 – Variations relatives entre les indices déduits et la valeur en incidence normale à 1550 nm (en %)

3.4 Influence d'un bruit de mesure : évaluation d'incertitudes

3.4.1 Méthodologie

D'un point de vue expérimental, le bruit de mesure ou la fidélité du détecteur utilisé conduisent à des incertitudes sur la grandeur mesurée. Les sources de bruit incluent par exemple les variations de puissance de la source, des variations de puissances transmises dans le montage à cause de variations du rayon de courbure ou de l'application de contraintes sur la fibre, des variations des pertes d'insertion si les connecteurs sont démontés etc... Dans des conditions sévères, le signal optique peut même ne pas être exploitable sans un travail de réduction du bruit et un traitement du signal adapté [122]. Les incertitudes sur l'indice optique obtenu à l'aide d'un capteur de Fresnel basé sur une fibre multimode vont ici être estimées à l'aide d'une analyse statistique.

Les différentes configurations étudiées sont caractérisées par quatre paramètres : l'ouverture numérique de la fibre, la distribution modale de puissance, l'indice du second milieu et le niveau de bruit. Pour une configuration donnée, le processus est le suivant :

1. La puissance réfléchiée par le dioptre fibre/air $P_{r,\text{air}}$ est d'abord calculée à l'aide de l'équation (3.10) pour une puissance incidente unitaire. Un bruit blanc b est ensuite appliqué pour simuler des résultats expérimentaux : $P_{r,b,\text{air}} = P_{r,\text{air}} + b$, où b est tiré aléatoirement et selon une distribution uniforme dans l'intervalle $[-b_{\text{max}}; b_{\text{max}}]$ avec b_{max} égal à un certain pourcentage de P_r . Quinze valeurs de puissances bruitées sont ainsi générées pour simuler quinze mesures expérimentales ;
2. La puissance réfléchiée par le dioptre fibre/milieu P_{r,n_2} est aussi calculée à l'aide de l'équation (3.10) pour une puissance incidente unitaire. Quinze valeurs de puissances bruitées

sont générées de la même manière qu'à la première étape ;

3. Les puissances bruitées moyennes réfléchies par l'air et par le milieu sont utilisées pour calculer l'indice du milieu à l'extrémité de la fibre à l'aide de l'équation (3.11) ;
4. Les trois étapes précédentes sont répétées 10 000 fois pour représenter de nombreuses répétitions de la procédure complète de mesure d'un indice optique avec un capteur de Fresnel ;

Ce processus complet est répété pour toutes les combinaisons possibles ; les valeurs possibles des différents paramètres sont détaillées dans le tableau tableau 3.2, pour un total de 180 combinaisons possibles. Concernant le bruit, les valeurs de 2% et 5% correspondent aux justesses relatives possibles du détecteur utilisé, tandis qu'une variation de 1% est proche des variations de puissance de la source possibles. Les bruits de 0,1% et 0,5% représentent des valeurs basses et un montage très peu perturbé.

Paramètre	Valeurs possibles
Ouverture numérique	0,22 - 0,39 - 0,5
Distribution modale de puissance	UMD - Gaussienne - Bessel
Indice n_2	1,3180 - 1,5 - 1,7 - 2,9
Niveau de bruit (%)	0,1 - 0,5 - 1 - 2 - 5

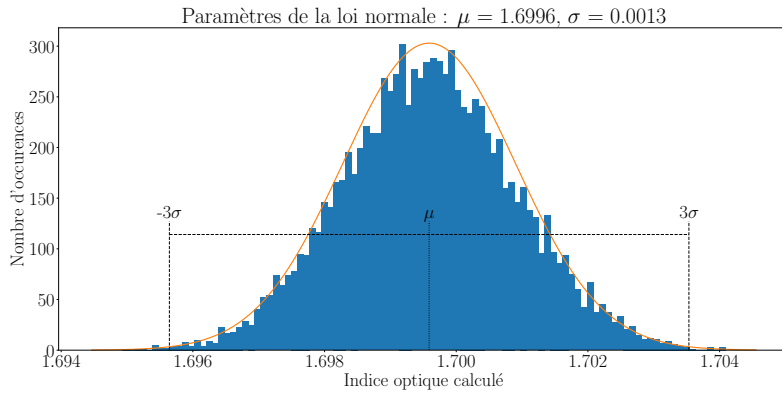
TABLEAU 3.2 – Paramètres possibles pour les configurations de l'étude statistique

3.4.2 Résultats

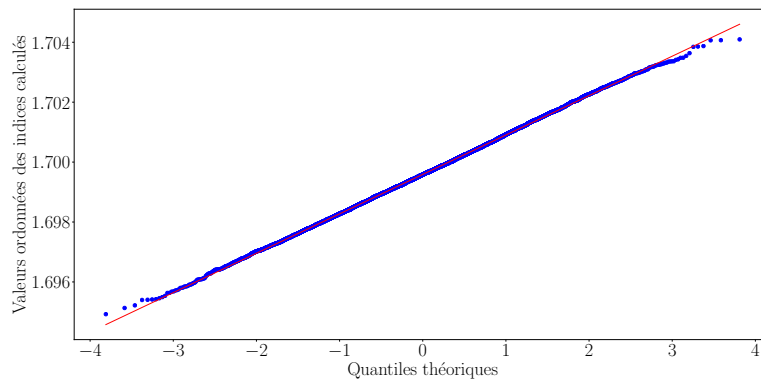
Un exemple de distribution des indices calculés ainsi obtenue, pour la configuration $NA = 0,5$, distribution de Bessel, $n_2 = 1,7$ et un bruit de 5%, est présenté dans la figure 3.8. La distribution d'indice semble suivre une loi normale de paramètres $\mu = 1,6996$ et $\sigma = 0,0013$ (figure 3.8a), ce qui est confirmé par le tracé de la droite de Henry (figure 3.8b). L'écart de -4×10^{-4} entre la moyenne μ de la distribution et le véritable indice $n_2 = 1,7$ correspond logiquement à l'erreur d'approximation sur l'indice précédemment calculée. La distribution d'indice suivant une loi normale, il y a 99% de chances que l'indice calculé se trouve dans l'intervalle $[-3\sigma ; 3\sigma]$ autour de la moyenne : cette valeur 3σ sera par la suite interprétée comme une erreur de répétabilité sur l'indice mesuré. Pour cette configuration, cette erreur est ainsi de $\pm 3,9 \times 10^{-3}$, valeur supérieure à l'erreur systématique faite en utilisant l'hypothèse de l'incidence normale pour remonter à l'indice du milieu. Une analyse similaire peut être effectuée pour chaque configuration et l'intégralité des valeurs μ , σ et 3σ est présente dans l'annexe B.

L'erreur de répétabilité augmente de manière logique avec le niveau de bruit, mais aussi avec la différence entre l'indice optique du milieu et l'indice de la fibre, comme illustré dans la figure 3.9. Les valeurs 3σ maximales sont ainsi obtenues pour $n_2 = 2,9$:

- Pour un bruit de 5%, le plus grand intervalle 3σ parmi toutes les configurations vaut $\pm 0,0341$;
- Pour un bruit de 2% pouvant représenter la justesse du détecteur qui sera utilisé par la suite, $\pm 0,0135$.



(a) Distribution des indices calculés



(b) Droite de Henry

FIGURE 3.8 – Indices optiques calculés pour $NA = 0,5$, distribution de Bessel, $n_2 = 1,7$ et bruit de 5%

Le cas $n_2 = 2,9$ correspond à un milieu peu courant, tandis que le cas $n_2 = 1,7$ représente déjà un liquide avec un indice optique élevé. Les valeurs d'intervalles 3σ dans ce milieu sont alors :

- Pour un bruit de 5%, $\pm 0,004$;
- Pour un bruit de 2%, $\pm 0,0016$;

Ces valeurs sont environ 8 fois inférieures à celles du cas $n_2 = 2,9$, et permettent d'envisager une mesure d'indice à 10^{-3} près dans la plupart des liquides.

L'influence de l'ouverture numérique de la fibre et de la distribution modale de puissance sur l'intervalle 3σ est visible en visualisant les valeurs à n_2 constant (figure 3.10) ou à niveau de bruit constant (figure 3.11). Les erreurs de répétabilité sont sensiblement les mêmes, avec des variations de la valeur 3σ au maximum de l'ordre de 10^{-4} entre les différents couples NA/distribution modale possibles. Pour un bruit de 1%, 2% et 5%, l'erreur de répétabilité est toujours supérieure à l'erreur d'approximation causée par l'hypothèse de l'incidence normale sur une fibre multimode. Les cas où l'erreur d'approximation est supérieure à l'erreur de répétabilité sont listés dans le tableau 3.3. Puisque la distribution uniforme est un cas peu probable d'un point de vue expérimental, cela justifie le fait que l'erreur d'approximation sera en général plus faible que l'erreur de répétabilité, à moins que la fibre n'ait une ouverture numérique importante, ou que

le niveau de bruit ne soit de quelques dixièmes de pourcent. L'hypothèse de l'incidence normale apparaît comme acceptable, impliquant dans la majorité des cas des différences entre l'indice optique calculé et l'indice réel de l'ordre de 10^{-4} seulement. De plus, l'erreur d'approximation causée par l'utilisation de cette hypothèse peut facilement être masquée par les incertitudes de mesure, comme le montre l'étude statistique. Cette dernière met également en évidence le fait qu'une mesure d'indice à 10^{-3} près est réalisable dans la majorité des cas.

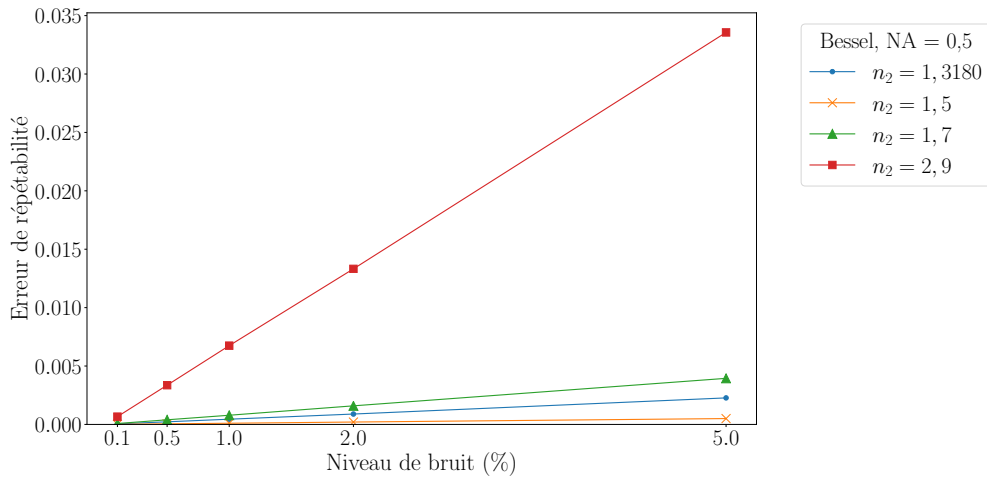


FIGURE 3.9 – Exemple d'erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution de Bessel

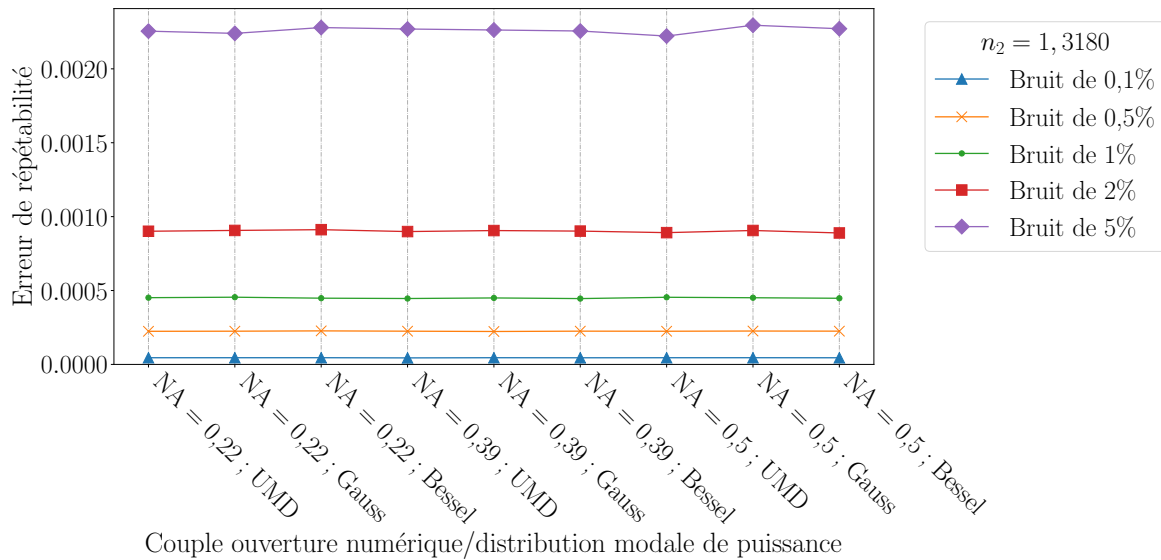


FIGURE 3.10 – Exemple d'influence du niveau de bruit sur l'erreur de répétabilité, pour un indice $n_2 = 1,3180$

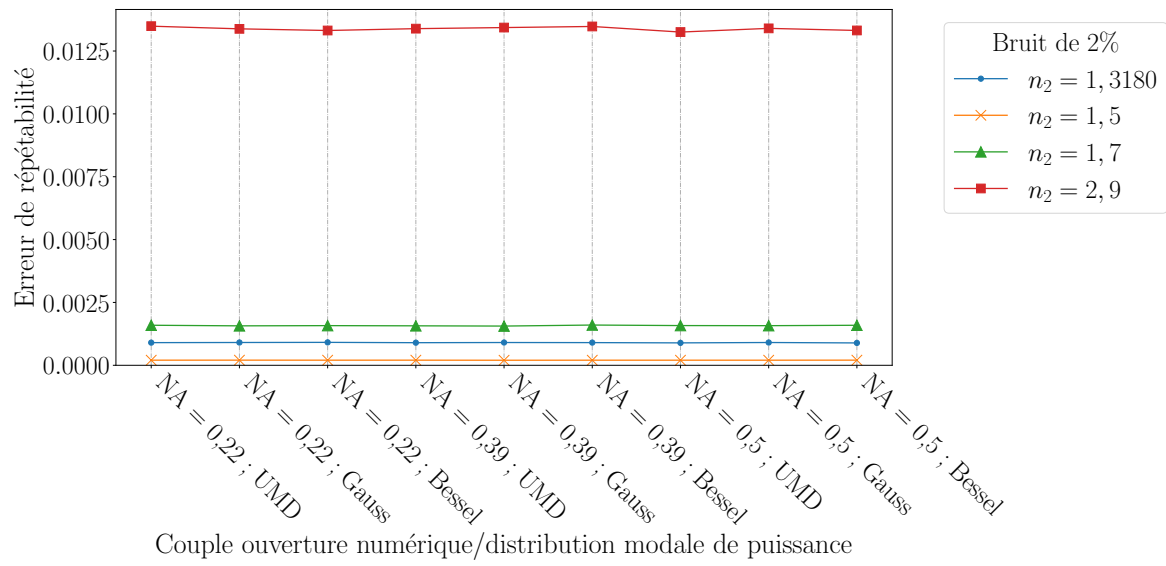


FIGURE 3.11 – Exemple d’influence de l’indice n_2 sur l’erreur de répétabilité, pour un bruit de 2%

Bruit	NA	MPD	n_2	Erreur d’approximation	Erreur de répétabilité
0,5%	0,5	UMD	1,3180	$3,8 \times 10^{-4}$	$2,2 \times 10^{-4}$
0,1%	0,5	Bessel	1,3180	$1,5 \times 10^{-4}$	4×10^{-5}
0,1%	0,5	UMD	1,3180	$3,8 \times 10^{-4}$	4×10^{-5}
0,1%	0,39	Bessel	1,3180	5×10^{-4}	4×10^{-5}
0,1%	0,39	UMD	1,3180	$1,2 \times 10^{-4}$	4×10^{-5}

TABLEAU 3.3 – Détails des cas où l’erreur d’approximation est supérieure à l’erreur de répétabilité

3.5 Validation expérimentale

3.5.1 Mesure de l’indice de la fibre

Pour vérifier les hypothèses formulées suite aux calculs numériques en Python, un protocole expérimental en plusieurs étapes a été mis en place. La première étape consiste en une série de tests pour mesurer l’indice de la fibre, dont l’indice n’est pas fourni par le fabricant, puis de s’assurer que des résultats cohérents sont obtenus sur des milieux de référence purs tels que l’air, l’eau distillée ou l’isopropanol. Pour cela, un montage classique (figure 3.12) a été réalisé à l’aide de composants multimodes.

Les fibres utilisées sont des FG200LEA de chez Thorlabs, d’un diamètre de cœur de $200 \mu\text{m}$ avec une ouverture numérique de 0,22. Cette fibre a été choisie pour son large diamètre de cœur qui permet la propagation d’un nombre important de modes à 1550 nm. En effet, le nombre N de modes se propageant dans une fibre avec une ouverture numérique NA et un rayon de cœur

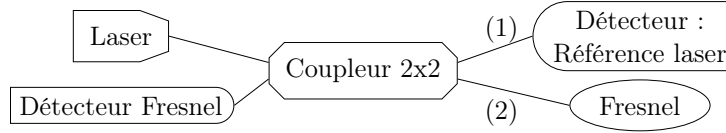


FIGURE 3.12 – Premier montage, réalisé entièrement avec des composants multimodes à saut d'indice

r , a une longueur d'onde λ , peut être estimé par [116] :

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \text{NA} \right)^2 \quad (3.12)$$

Pour la fibre FG200LEA à 1550 nm, $N \approx 4000$. Cette fibre a également été choisie pour sa structure : le cœur et la gaine sont en silice, ce qui garantit une bonne stabilité de ses propriétés optiques dans un environnement contrôlé comme le laboratoire.

Le coupleur est un TM200R5F2B, également de chez Thorlabs, compatible avec l'utilisation de fibres FG200LEA. La source utilisée est une source ASE GN Nettest Fiberwhite centrée à 1550 nm, non filtrée en longueur d'onde (1550 nm $\pm$ 20 nm) et avec une puissance maximale en sortie de 50 mW. Les détecteurs sont des New Focus 2011-FC, avec une justesse relative de 2% et des connecteurs de type FC intégrés qui permettent de directement brancher des fibres optiques. Enfin, la numérisation et l'enregistrement du signal sont effectués par un boîtier NI9205 16 bits de chez National Instruments, contrôlé par un programme LabView. Un connecteur FC/PC est utilisé comme tête sensible afin que la géométrie du capteur reste la même et ainsi éliminer des variations dues à des clivages successifs et différents.

La détermination de l'indice optique de la fibre est réalisée à l'aide d'une mesure dans deux milieux de référence, l'air et l'isopropanol (indice utilisé mesuré par SAUNDERS *et al.* [83]). Le protocole pour obtenir le ratio des puissances réfléchies dans les deux milieux est le suivant :

1. La puissance réfléchie par le dioptré fibre MMF/air ($P_{r,\text{air}}$) est mesurée pendant trente secondes à une fréquence de 15Hz (à $T=20^\circ$) ;
2. La fibre est plongée dans l'isopropanol pour mesurer, également pendant trente secondes à 15Hz, la puissance réfléchie par le dioptré fibre MMF/isopropanol ($P_{r,\text{prop2ol}}$) (à $T=20^\circ$) ;
3. Le ratio $R = P_{r,\text{air}}/P_{r,\text{prop2ol}}$ est calculé en utilisant la puissance moyenne réfléchie dans l'air et la puissance moyenne réfléchie dans l'isopropanol.

Ces trois étapes sont répétées quinze fois dans un souci de répétabilité, à température et hygrométrie constante. Le connecteur FC/PC étant nettoyé avec de l'isopropanol pur et séché avec du papier adapté au nettoyage de composants optiques entre chaque série. La moyenne des quinze rapports est utilisée pour déterminer l'indice de la fibre, sous différentes hypothèses de distribution de la puissance, et les résultats sont présentés dans le tableau 3.4 : le terme «Normale» correspond au résultat obtenu en utilisant les formules simples de l'incidence normale, tandis que les trois autres valeurs sont obtenues en résolvant l'équation (3.9) pour différentes

distributions modales à l'aide d'une dichotomie en Python, l'inconnue étant l'indice du cœur. Comme attendu pour une fibre avec une ouverture numérique de 0,22, aucune différence n'est visible à 10^{-4} (tableau 3.4).

Normale	1,44565
UMD	1,44565
Gauss	1,44565
Bessel	1,44565

TABLEAU 3.4 – Indices optiques moyens de la FG200LEA déduits en fonction de plusieurs hypothèses sur la distribution de puissance. Écart-type sur la distribution d'indices : $\sigma = 7,3 \times 10^{-4}$

L'indice de la fibre étant maintenant connu, la mesure de l'indice d'un autre milieu peut être réalisée pour s'assurer de la cohérence des résultats : le milieu choisi est cette fois l'eau distillée. Le protocole de mesure est le même que pour la mesure de l'indice optique de la fibre : mesure pendant 30 secondes dans les deux milieux, le tout répété quinze fois. L'indice de l'eau est ensuite calculé en utilisant la moyenne des quinze rapports $P_{r,\text{air}}/P_{r,\text{eau}}$ et selon différentes hypothèses de distribution de la puissance (tableau 3.5). Tous les résultats sont identiques au moins jusqu'à la cinquième décimale, un niveau supérieur à la précision attendue (10^{-4}), ce qui est cohérent avec les calculs numériques effectués précédemment. L'indice mesuré ici est également cohérent avec les indices présents dans la littérature : par exemple, $n_{\text{ref,eau}} \approx 1,3164$ [83] ou $n_{\text{ref,eau}} \approx 1,3180$ [24].

Normale	1,3170
UMD	1,3170
Gauss	1,3170
Bessel	1,3170

TABLEAU 3.5 – Indices optiques de l'eau distillée déduits en fonction de plusieurs hypothèses sur la distribution de puissance.

3.5.2 Mesure d'indice à l'aide de Fresnel SMF et MMF, avec montage mixte SMF/MMF

L'indice de la fibre ayant été mesuré et les mesures sur des milieux de référence donnant des résultats cohérents, il est maintenant nécessaire de comparer les performances d'un Fresnel sur une fibre multimode (MMF) à celui d'un Fresnel sur une fibre monomode (SMF). En effet, le Fresnel SMF permettra d'obtenir un indice de référence sur différents milieux, qui sera comparé à l'indice mesuré à l'aide du Fresnel MMF. Le montage présenté dans la figure 3.13 permet une comparaison directe entre ces deux capteurs de Fresnel, basés sur une fibre monomode ou multimode. Les composants multimodes, source, détecteurs et système d'acquisition sont les mêmes que précédemment décrits. Il est à noter que ce montage comporte, avant la partie sensible en fibre multimodes, des connexions avec des fibres monomodes.

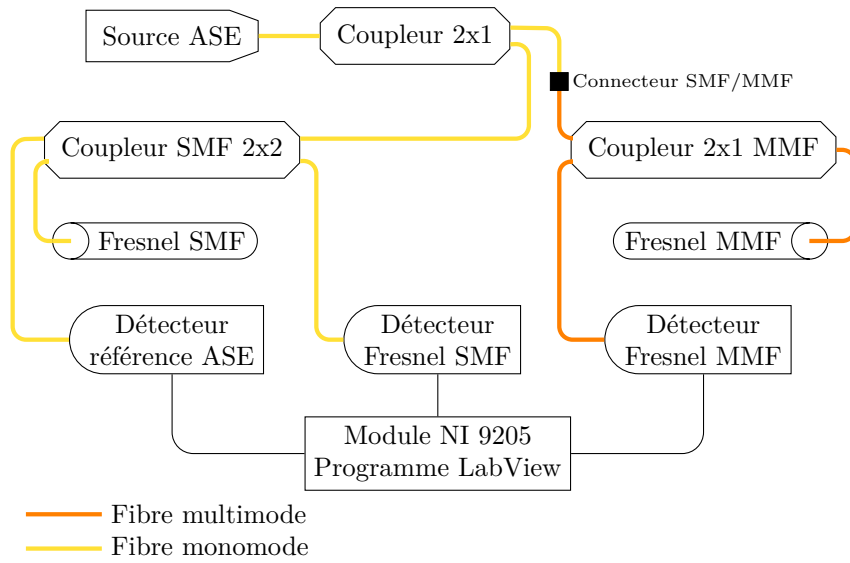


FIGURE 3.13 – Montage pour une comparaison de Fresnel MMF-SMF

Les mesures sont réalisées dans des milieux de référence largement documentés dans la littérature [63, 66, 67, 83] et régulièrement utilisés pour démontrer la capacité d'un système (tel qu'un capteur de Fresnel) à réaliser une mesure d'indice optique : onze solutions eau distillée-isopropanol (pourcentage massique d'isopropanol entre 0% et 100%, pas de 10%), ainsi que huit solutions eau distillée-sel (concentrations entre 0g/L et 350g/L, pas de 50g/L). Pour chaque échantillon :

1. La puissance est d'abord mesurée dans l'air pendant 30 secondes à 15 Hz ;
2. La fibre est plongée dans l'échantillon, où la puissance est également mesurée pendant 30 secondes à la même fréquence ;
3. Le rapport des puissances est calculé en utilisant la puissance moyenne mesurée dans l'air et dans l'échantillon ;
4. Les trois étapes précédentes sont répétées cinq fois dans des conditions de répétabilité pour obtenir cinq mesures du rapport des puissances réfléchies ($P_{r,air}/P_{r,mat}$).

Pour le Fresnel sur fibre multimode, un connecteur FC/PC est encore une fois utilisé comme tête sensible afin que la géométrie du capteur reste la même et éliminer les variations dues à des clivages successifs et différents. Entre chaque série, la tête sensible est nettoyée avec de l'isopropanol pur et séchée avec du papier de nettoyage optique. Une mesure test est réalisée avant l'acquisition des données réelles, pour s'assurer que le signal est stable et ne varie pas à cause de résidus d'isopropanol sur la tête sensible. L'indice optique du milieu est enfin calculé en faisant l'hypothèse de l'incidence normale. Les essais sont réalisés à température constante ($\pm 0,1^\circ$) et les résultats sont présentés pour une température de 25°C .

Mélange eau-isopropanol

Les résultats pour les échantillons eau-isopropanol avec le montage permettant la comparaison entre SMF et MMF sont présentés dans la figure 3.14 ; les valeurs numériques sont détaillées

en annexe dans le tableau B.20. L'évolution non-linéaire de l'indice optique est bien visible : il s'agit en effet d'une des nombreuses propriétés qui ne varie pas linéairement avec le pourcentage massique d'alcool, à cause des fortes interactions entre les molécules d'eau et d'alcool qui impactent les liaisons hydrogènes présentes entre les molécules d'eau [123]. Un bon accord est trouvé avec des valeurs provenant de la littérature [83, 124] : l'écart maximal entre les indices de la littérature et les indices expérimentaux est de $1,2 \times 10^{-3}$, soit un écart relatif de 0,09%.

Les incertitudes de mesures sont basées sur des évaluations de Type A et de Type B, comme recommandé dans le GUM [125] : les valeurs maximales obtenues sont de $u_{c,SMF} = 7 \times 10^{-5}$ pour le Fresnel sur SMF, et de $u_{c,MMF} = 8 \times 10^{-5}$ pour le Fresnel sur MMF. Ces valeurs sont plus importantes que l'erreur d'approximation faite en utilisant l'hypothèse de l'incidence normale : pour une fibre avec une ouverture numérique de 0,22, l'erreur calculée est de l'ordre de 10^{-6} ou 10^{-7} .

Dans ces essais, l'indice mesuré à l'aide du Fresnel SMF peut être considéré comme une valeur de référence. L'écart maximal entre l'indice mesuré par SMF et MMF est de 5×10^{-4} , comme illustré en bas de la figure 3.14, ce qui est du même ordre de grandeur que l'intervalle 3σ de l'analyse statistique : pour un bruit de 2% et $n_{2,th} = 1,3180$, l'erreur de répétabilité calculée est de 9×10^{-4} .

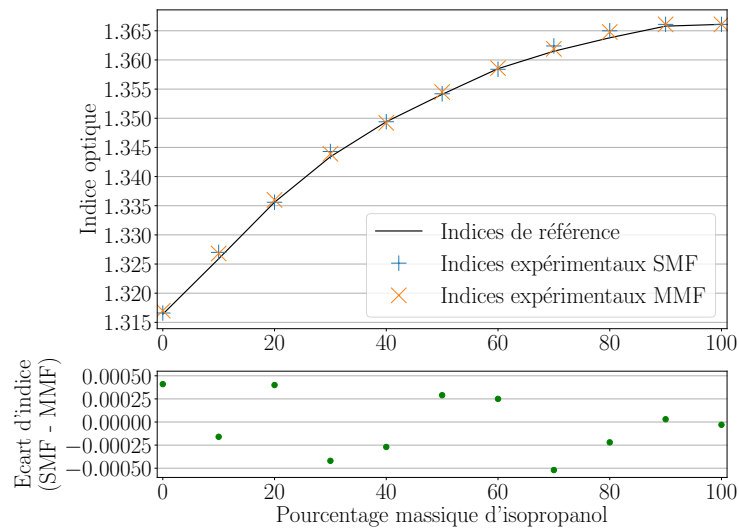


FIGURE 3.14 – Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour des solutions eau/isopropanol (haut), et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas)

Mélange eau-sel

Les résultats pour les échantillons eau-sel avec le montage de la figure 3.13 sont présentés dans la figure 3.15 ; les valeurs numériques sont détaillées en annexe dans le tableau B.21. Un bon accord est trouvé avec les valeurs de la littérature [83], avec un écart d'indice maximal de 8×10^{-4} , soit un écart relatif de 0,06%.

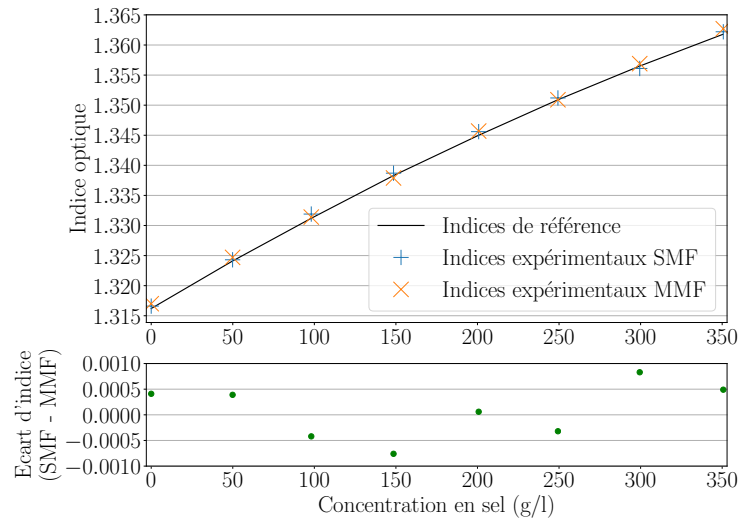


FIGURE 3.15 – Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour des solutions eau/sel, et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas)

Les incertitudes maximales sur les indices optiques calculées à l'aide d'évaluations de Type A et de Type B comme recommandé dans le GUM [125] sont de $u_{c,SMF} = 1,1 \times 10^{-4}$ pour le Fresnel SMF, et de $u_{c,MMF} = 8 \times 10^{-5}$ pour le Fresnel MMF : ces valeurs sont plus larges que l'erreur d'approximation faite par l'hypothèse de l'incidence normale.

L'écart maximal entre les indices mesurés par SMF et MMF est de 8×10^{-4} , comme illustré en bas de la figure 3.15, ce qui est du même ordre de grandeur que l'intervalle 3σ de l'analyse statistique.

3.5.3 Mesure d'indice à l'aide d'un Fresnel MMF, avec montage entièrement MMF

La dernière étape consiste à réaliser les mesures sur ces milieux de référence à l'aide d'un montage uniquement réalisé en composants multimodes, comme celui de la figure 3.12. Les fibres multimodes dans le montage 3.13 étant branchées sur une fibre monomode, la question du nombre de modes réellement transmis se pose, et l'essai sur un système entièrement en fibres multimodes est nécessaire pour vérifier qu'il n'existe pas de différences notables dans les indices mesurés.

Mélange eau-isopropanol

Les résultats pour le mélange eau/isopropanol sont présentés dans la figure 3.16 : les valeurs expérimentales sont en accord avec les valeurs de référence disponibles dans la littérature, avec un écart relatif maximal de 0,17%. L'incertitude sur l'indice optique calculé est basée sur des évaluations de Type A et de Type B selon les recommandations de [125] et vaut au maximum $u_{c_{max}} = 8 \times 10^{-5}$.

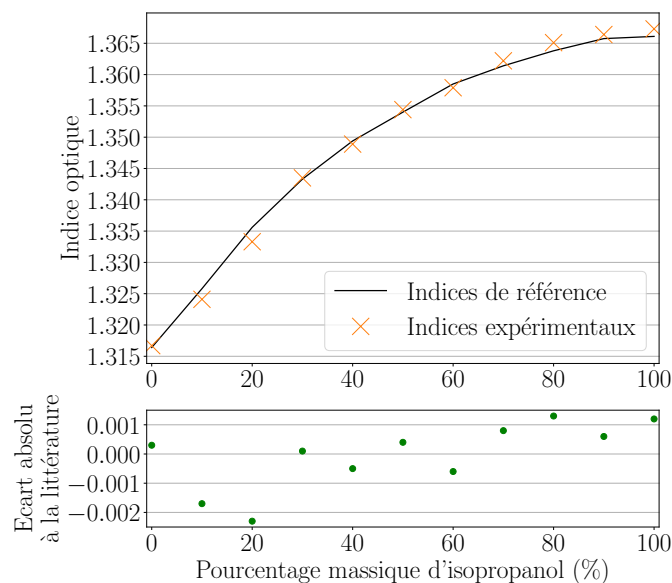


FIGURE 3.16 – Indices optiques expérimentaux et de référence d'une solution eau/isopropanol, et écart absolu entre les deux

Mélange eau-sel

Les résultats pour le mélange eau/chlorure de sodium sont présentés dans la figure 3.17. Les résultats sont également en accord avec des valeurs de référence de la littérature [83], avec un écart relatif maximal de 0,09%. L'incertitude maximale sur l'indice optique de l'échantillon est de $u_{c_{max}} = 8 \times 10^{-5}$.

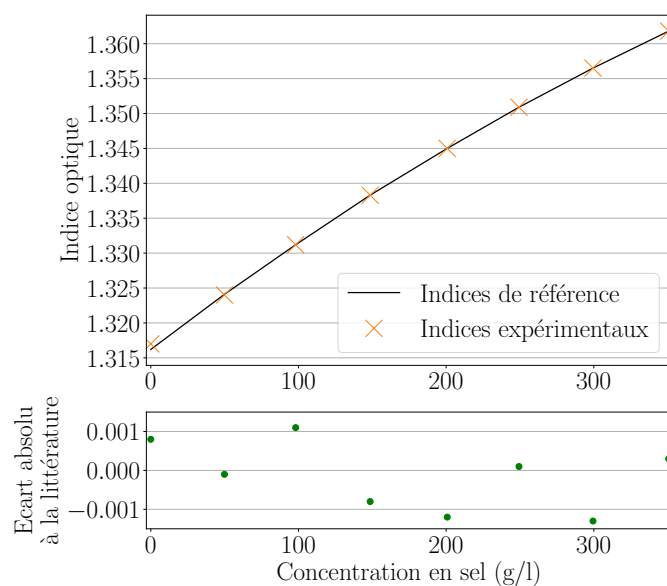


FIGURE 3.17 – Indices optiques expérimentaux et de référence d'une solution eau/chlorure de sodium, et écart absolu entre les deux

3.6 Conclusion sur le Fresnel MMF

Les performances du capteur de Fresnel développé dans ce chapitre, en termes d'incertitudes de mesure, sont du même ordre de grandeur que celles d'autres systèmes décrits dans la littérature, comme détaillé dans le tableau 3.6, ce qui confirme son utilité pour des mesures d'indice optique. Les incertitudes de mesure de ces travaux, de l'ordre de 10^{-4} , sont du même ordre de grandeurs que les divers autres systèmes présentés : réfractomètres, interféromètres et Fresnel sur SMF. La plage d'indice optique sur laquelle la validation a été effectuée (de $\approx 1,3$ à $\approx 1,4$) est un peu plus restreinte que les autres systèmes dont la limite supérieure varie plutôt de 1,4 à 1,6, différence qui s'explique par le choix des solutions de référence. Malgré tout, le capteur de Fresnel peut également être utilisé sur des milieux avec des indices bien plus élevés [81].

Dispositif	Plage d'indice	λ (nm)	Incertainitude ($\times 10^{-4}$)	Source
Fresnel SMF et détecteur InGaAs	1,31 - 1,36	1550	1,1	Cette thèse
Fresnel MMF et détecteur InGaAs	1,31 - 1,36	1550	0,8	Cette thèse
Fresnel SMF et OTDR	1,35 - 1,45	1550	2,58	[59]
Fresnel SMF et OTDR multi- λ	1,33 - 1,46	1550, 1625	1,7	[63]
Fresnel SMF et photodiode	1,3 - 1,6	1550	3,82 - 7,33	[76]
Réfractomètre à prisme	1,3 - 1,6	1550	2	[76]
Réfractomètre IR, caméra CCD	1,31 - 1,49	1550	1	[83]
Interférométrie Vis-NIR	1,41 - 1,5	400 - 1000	2	[84]
FBG et Fabry-Pérot	1,0 - 1,6	1550	4,50 - 7,17	[126]
Interféromètre de Michelson modifié	1,33 - 1,47	632,8	2	[85]
Metler Toledo Excellence R5	1,32 - 1,58	Inconnue	0,2	Donnée fournisseur
Metler Toledo 30GS	1,32 - 1,65	Inconnue	5	Donnée fournisseur
Bellingham + Stanley RFM712-M	1,33 - 1,42	Inconnue	1	Donnée fournisseur

TABLEAU 3.6 – Comparatif de performances de systèmes de mesure de l'indice optique

En se basant sur les résultats issus des calculs numériques, de l'étude statistique et des essais expérimentaux, utiliser une fibre multimode en tant que capteur de Fresnel apparaît comme une réelle possibilité. De plus, l'hypothèse de l'incidence normale peut être faite pour remonter à l'indice du milieu étudié, sans perte de précision conséquente : en faisant abstraction des capacités du système expérimental de mesure, l'étude numérique montre qu'une précision de l'ordre de 10^{-4} peut être atteinte, l'erreur n'étant plus négligeable seulement pour de fortes ouvertures numériques et de larges distributions modales de puissance. Cette étude a permis de

mettre en évidence l'influence de nombreux paramètres, notamment la distribution modale de puissance, l'angle d'incidence ou la dispersion. Quant à l'étude statistique, elle a montré qu'en fonction de la chaîne de mesure utilisée, une précision à 10^{-3} est une attente plus réaliste. Enfin, l'étude expérimentale a permis de confirmer les résultats théoriques, à l'aide d'un capteur de Fresnel basé sur une fibre multimode pour mesurer des teneurs en isopropanol et en sel dans des solutions aqueuses. Les indices mesurés sont en accord avec les valeurs de référence présentes dans la littérature, avec un écart relatif maximal de seulement 0,17% pour le mélange eau/isopropanol et 0,09% pour le mélange eau/sel. Les incertitudes expérimentales sur l'indice sont de l'ordre de 10^{-4} , en cohérence avec l'étude statistique.

Les fibres multimodes permettant la propagation de nombreuses longueurs d'onde dans la fibre, cela permet d'envisager la réalisation d'une étude spectroscopique de l'indice à l'aide d'un capteur de Fresnel, ce qui sera étudié dans le prochain chapitre.

Spectroscopie sur capteur de Fresnel

La présence d'une bande d'absorption dans un milieu se traduit par une partie complexe dans l'indice optique qui affecte les coefficients de Fresnel : l'utilisation des formules simples du capteur de Fresnel négligeant l'absorption pour remonter à l'indice du milieu entraîne alors une erreur sur l'indice calculé. L'objectif de ce chapitre est de quantifier cette erreur pour différents milieux purs au travers d'une étude spectroscopique, pour mettre en évidence la nécessité d'un balayage en longueur d'onde pour détecter la présence de la bande d'absorption. Des mélanges sont aussi étudiés, pour déterminer l'écart entre l'indice du milieu et l'indice attendu d'un milieu pur. La pertinence de la spectroscopie sur un capteur de Fresnel pour déterminer la concentration du composé en question est aussi discutée.

Sommaire

4.1	Intérêt de la spectroscopie et problématiques associées	101
4.2	Effets de la dispersion dans une fibre monomode	102
4.2.1	Expression de la fraction effective de lumière réfléchie	102
4.2.2	Résultats numériques	105
4.3	Étude spectroscopique de milieux purs	106
4.3.1	Courbes de dispersion des matériaux	107
4.3.2	Étude de matériaux purs	108
4.4	Étude spectroscopique de mélanges	110
4.4.1	Caractéristiques d'un composé absorbant détectable	110
4.4.2	Effet sur l'indice mesuré avec une source large	112
4.4.3	Spectroscopie sur des mélanges	113
4.5	Conclusion sur la spectroscopie	117

4.1 Intérêt de la spectroscopie et problématiques associées

La spectroscopie, soit l'étude d'un phénomène physique en fonction de la longueur d'onde, est une piste pour obtenir des informations supplémentaires à l'aide d'un capteur de Fresnel. L'aspect spectroscopique est par exemple utile pour détecter des gaz ou des mélanges de gaz [127, 128], l'utilisation d'une fibre optique permettant de réaliser une étude déportée pertinente dans

des puits de gaz [74] ; un autre exemple d'application pourrait être un suivi de vieillissement de câbles [129] en divers points. Cette technique est facilement adaptable sur une fibre monomode standard, car elle nécessite seulement d'utiliser une source laser à large bande ainsi qu'un analyseur de spectre optique ou tout autre système de mesure permettant d'évaluer les puissances réfléchies à différentes longueurs d'ondes. Pour une étude sur une très large plage spectrale, du bleu dans le visible à l'infrarouge par exemple, l'utilisation de plusieurs sources peut s'avérer nécessaire. Sur une telle plage de longueurs d'onde, le phénomène de dispersion devra alors être pris en compte lors de mesures à des fréquences spécifiques pour obtenir une valeur précise de l'indice du milieu, les variations d'indices n'étant pas négligeables dans des milieux tels que les verres. Ce chapitre a aussi pour objectif d'étudier l'influence de la dispersion seule sur l'indice mesuré, de manière analogue à l'étude des aspects multimodes dans le chapitre précédent. La spectroscopie apparaît de plus pertinente pour identifier l'apparition d'une bande d'absorption lors de l'ajout d'un composé absorbant dans un milieu : celle-ci se traduit par l'existence d'une partie complexe dans l'indice optique, affectant le coefficient de Fresnel, et l'indice calculé présentera un écart par rapport à l'indice attendu du milieu pur. L'indice effectif étant fonction de la fraction des constituants [14], cela peut aussi permettre de remonter à la concentration du composé en question. De plus, si certains coefficients décrivant l'évolution de l'indice optique tels que $\partial n / \partial T$ par rapport à la température ou $\partial n / \partial \alpha$ par rapport au taux de réticulation, varient avec la longueur d'onde, la spectroscopie peut permettre de dissocier ces deux effets lors d'une réaction de réticulation dans un four autoclave.

Ce chapitre est ainsi consacré à l'étude numérique des phénomènes évoqués, afin d'évaluer l'intérêt d'une étude spectroscopique sur un capteur de Fresnel, en répondant aux questions suivantes :

- Lors de l'utilisation d'une source laser à large bande spectrale sur une fibre monomode, quel est l'impact de la dispersion sur l'indice optique mesuré ?
- Quels sont les caractéristiques d'une bande d'absorption pouvant être détectée par un capteur de Fresnel ?
- Quelle est la pertinence d'une étude spectroscopique pour la détermination de la concentration d'un composé absorbant dans un mélange ?

4.2 Effets de la dispersion dans une fibre monomode

4.2.1 Expression de la fraction effective de lumière réfléchie

Dans un premier temps, lors de l'utilisation d'une source à large bande spectrale (par exemple 40 nm pour la source ASE précédemment utilisée), l'influence de la dispersion sur l'indice mesuré à l'aide d'une fibre monomode doit être quantifiée, afin de connaître l'erreur sur l'indice calculé si ce phénomène est négligé. En employant une méthodologie et des formulations similaires à celles du chapitre 3, pour une source émettant entre λ_1 et λ_2 et avec K_{att} le coefficient représentant les pertes dans le système supposées indépendantes de la longueur d'onde pour une plage spectrale

limitée, la puissance réfléchie mesurée est :

$$P_r = K_{att} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_i(\lambda) \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{mat}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{mat}(\lambda)} \right)^2 d\lambda \quad (4.1)$$

Les coefficients de Fresnel sont ici réduits à leur expression en incidence normale du fait de l'utilisation d'une fibre monomode. En utilisant le principe d'une mesure dans un milieu de référence, l'équation exacte à résoudre pour déterminer l'indice du milieu est ainsi :

$$\frac{P_{r,air}}{P_{r,mat}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_i(\lambda) \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{air}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{air}(\lambda)} \right)^2 d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P_i(\lambda) \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{mat}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{mat}(\lambda)} \right)^2 d\lambda} \quad (4.2)$$

La puissance pouvant ne pas être répartie de manière équivalente entre les différentes longueurs d'ondes, trois distributions spectrales de puissance autour de 1550 nm sont étudiées. Les distributions sont normalisées de telle sorte que la puissance incidente sur la totalité du spectre soit unitaire. La figure 4.1 illustre la différence entre ces trois distributions :

- Distribution uniforme, où la puissance est égale sur la totalité du spectre. Il s'agit d'un cas critique.
- Distribution gaussienne, avec 99,95% de la puissance entre 1530 nm et 1570 nm, soit sur l'intervalle $\pm 3,5\sigma$.
- Distribution réelle, représentation fidèle de la source ASE utilisée (GN Nettest Fiberwhite), obtenue à l'aide un analyseur de spectre optique Anritsu MS9710B.

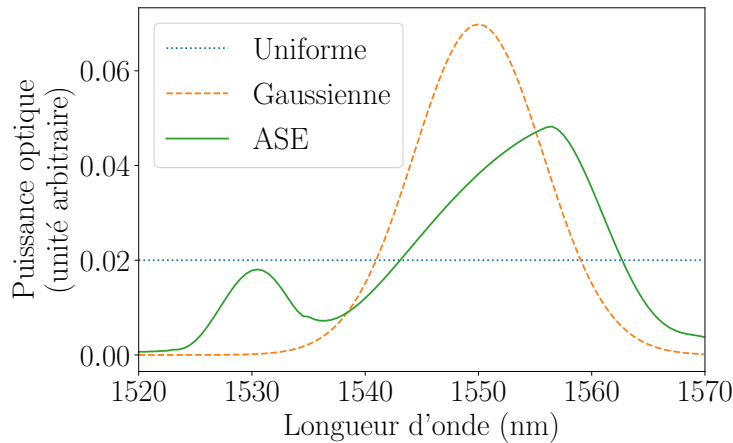


FIGURE 4.1 – Représentation des trois distributions spectrales de puissance étudiées, puissance totale unitaire pour chaque distribution

Pour faciliter le calcul numérique, la forme de la distribution ASE étant complexe, les fonctions de répartition sont discrétisées sur cent longueurs d'ondes différentes à l'aide de coefficients C_{λ_i} tels que $\sum C_{\lambda_i} = 1$. Sous sa forme discrète, la puissance réfléchie s'exprime par :

$$P_r = K_{att} \sum_{\lambda_i \in E_\lambda} C_{\lambda_i} \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{mat}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{mat}(\lambda)} \right)^2 \quad (4.3)$$

Ce qui permet d'écrire le rapport discret des puissances réfléchies dans l'air et dans la matière inconnue :

$$\frac{P_{r,air}}{P_{r,mat}} = \frac{\sum_{\lambda_i \in E_\lambda} C_{\lambda_i} \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{air}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{air}(\lambda)} \right)^2}{\sum_{\lambda_i \in E_\lambda} C_{\lambda_i} \left(\frac{n_c(\lambda) - n_{mat}(\lambda)}{n_c(\lambda) + n_{mat}(\lambda)} \right)^2} \quad (4.4)$$

Différentes lois de dispersion sont utilisées pour rendre compte des propriétés des différents milieux. Pour la fibre, la dispersion est prise en compte à l'aide d'une loi de Sellmeier mixte pour un mélange $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ [119], qui donne l'expression de l'indice du cœur optique n_c en fonction de λ :

$$n_c^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{[SA_i + X(GA_i - SA_i)]\lambda^2}{\lambda^2 - [SL_i + X(GL_i - SL_i)]} \quad (4.5)$$

où SA_i et SL_i sont les coefficients pour le dioxyde de silicium (SiO_2), GA_i et GL_i ceux pour le dioxyde de germanium (GeO_2) détaillés dans le tableau 4.1. Le paramètre $X = 0,137525$ est la fraction molaire de GeO_2 , choisie pour que l'indice du cœur à $1,55 \mu\text{m}$ soit $n_c = 1,4682$, valeur standard pour des fibres optiques à saut d'indice en silice.

	A_1	A_2	A_3	l_1	l_2	l_3
SiO_2	0,6961663	0,4079426	0,8974794	0,0684043	0,1162414	9,9896161
GeO_2	0,80686642	0,71815848	0,85416831	0,06897261	0,15396605	11,841931

TABLEAU 4.1 – Coefficients de la loi de Sellmeier mixte pour une fibre $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ [119], pour des longueurs d'ondes en μm

Cinq valeurs d'indices optiques à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ du second milieu n_2 sont utilisées dans les calculs, pour vérifier la consistance des résultats sur une large plage d'indices :

- 1,00027 pour l'indice optique de l'air [23] ;
- 1,3180 pour l'indice optique de l'eau [24] ;
- 1,5047 comme valeur proche de l'indice optique de la fibre (gel d'indice Cargille BK7) ;
- 1,7000 pour représenter des liquides avec un indice optique très élevé [121] ;
- 2,9000 pour un matériau modèle représentant l'indice moyen d'une résine époxy chargée [18, 81].

Concernant les propriétés dispersives de ces milieux, l'indice de l'air peut être considéré constant à 10^{-5} près sur la plage de longueur d'onde étudiée. Pour l'eau et les milieux d'indices

1,7 et 2,9, une loi linéaire a été utilisée :

$$n(\lambda) = n(1,55) + \frac{\partial n}{\partial \lambda}(\lambda - 1,55) \quad (4.6)$$

avec pour l'eau, $\partial n / \partial \lambda = -0,02 \mu\text{m}^{-1}$. Pour les milieux $n \approx 1,7$ et $n \approx 2,9$, un coefficient $\partial n / \partial \lambda = -0,1 \mu\text{m}^{-1}$, volontairement élevé, a été utilisé pour simuler des cas critiques. Pour le milieu d'indice $n \approx 1,5$, une relation de dispersion correspondant à un gel d'indice BK7 de chez Cargille a été utilisée. Les indices des différents milieux à 1520, 1550 et 1570 nm sont présentés dans le tableau 4.2.

	n_{1520}	n_{1550}	n_{1570}
Air	1,00027	1,00027	1,00027
Eau	1,3186	1,3180	1,3176
$n \approx 1,5$	1,50478	1,5047	1,50465
$n \approx 1,7$	1,703	1,7	1,698
$n \approx 2,9$	2,903	2,9	2,898

TABEAU 4.2 – Liste des indices utilisés à 1530, 1550 et 1570 nm

4.2.2 Résultats numériques

Avec l'équation (4.3), pour une puissance incidente unitaire sur la totalité du spectre et en négligeant les pertes, la fraction de lumière réfléchie qui correspond au coefficient de Fresnel effectif est calculée numériquement. Pour différentes distributions spectrales de puissance et différents indices à 1550 nm, les variations relatives entre les coefficients de Fresnel effectifs et le coefficient à 1550 nm (incidence normale, sans dispersion) sont présentées dans le tableau 4.3. Pour le calcul de l'erreur d'approximation, comme dans le chapitre 3, les puissances du rapport $P_{r,\text{air}}/P_{r,\text{mat}}$ sont supposées celles issues de l'équation (4.3). Puis, à l'aide des formules du capteur de Fresnel en incidence normale et de l'indice de la fibre à 1550 nm, l'indice optique du milieu est calculé. Ces indices sont présentés dans le tableau 4.4, et l'erreur d'approximation (écart absolu avec l'indice à 1550 nm) dans le tableau 4.5. Comme attendu, la distribution gaussienne est celle présentant le moins de différence avec le modèle simple, une plus grande partie de la puissance étant concentrée autour de 1550 nm. À l'opposé, le cas critique de la distribution uniforme est le seul pouvant présenter une différence d'indice de l'ordre de 10^{-4} , et ce malgré l'utilisation de coefficients $\partial n / \partial \lambda$ élevés, ce qui est cohérent avec les résultats du chapitre 3 consacré au Fresnel sur fibre multimode.

	Indices à 1550 nm				
	1,00027	1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
Distribution uniforme	0,012	-0,096	-0,114	0,369	0,040
Distribution gaussienne	0,001	0,003	-0,004	-0,002	0,000
Distribution ASE	0,001	0,000	-0,006	0,009	0,001

TABEAU 4.3 – Variations relatives (%) entre les coefficients de Fresnel effectifs et le coefficient en incidence normale à 1550 nm, sans dispersion

	Indices à 1550 nm			
	1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
Distribution uniforme	1,31808	1,50468	1,70045	2,90030
Distribution gaussienne	1,31800	1,50470	1,70000	2,89999
Distribution ASE	1,31800	1,50470	1,70001	2,89999

TABLEAU 4.4 – Indices calculés à l’aide des puissances calculées avec l’équation (4.3), mais en utilisant les formules simples du capteur de Fresnel à 1550 nm

	Indices à 1550 nm			
	1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
Distribution uniforme	8×10^{-5}	-2×10^{-5}	4×10^{-4}	3×10^{-4}
Distribution gaussienne	-2×10^{-6}	-9×10^{-7}	-3×10^{-6}	-1×10^{-5}
Distribution ASE	5×10^{-7}	-1×10^{-6}	1×10^{-5}	-5×10^{-6}

TABLEAU 4.5 – Écart absolu entre les indices calculés et les indices théoriques à 1550 nm

4.3 Étude spectroscopique de milieux purs

Certains milieux présentent une bande d’absorption à des fréquences spécifiques, qui se traduit par une partie imaginaire k_2 dans l’indice complexe du milieu. Cette dernière intervient dans le coefficient de Fresnel en incidence normale selon l’équation suivante :

$$R = \frac{(n_f - n_2)^2 + k_2^2}{(n_f + n_2)^2 + k_2^2} \quad (4.7)$$

avec n_f l’indice de la fibre, considérée transparente et donc sans partie complexe dans son indice optique. Dans le cas où $n_2/n_f \approx 1$, k_2 aura un rôle prédominant dans la fraction de lumière réfléchie, puisque $n_2 \approx n_f$ et donc, il vient :

$$R \approx \frac{k_2^2}{(2n_f)^2 + k_2^2} \quad (4.8)$$

Lorsque $n_2 \gg k_2$, alors $n_2 + k_2 \approx n_2$, et le coefficient de Fresnel peut être approché par :

$$R \approx \frac{(n_f - n_2)^2}{(n_f + n_2)^2} \quad (4.9)$$

qui correspond au coefficient simple entre deux milieux transparents. Lorsque $n_2 \ll k_2$, alors $n_2 + k_2 \approx k_2$, et le coefficient de Fresnel peut être approché par :

$$R \approx \frac{n_f^2 + k_2^2}{n_f^2 + k_2^2} \approx 1 \quad (4.10)$$

Un milieu très absorbant est donc très réfléchissant, phénomène au premier abord contre-intuitif. Une règle générale est que si un matériau absorbe fortement la lumière à une certaine fréquence, alors les ondes sont fortement réfléchies à la surface, et seule une petite partie pénètre à l’intérieur

pour être absorbée [20], ce qui s'illustre par exemple lors de la réflexion sur des métaux.

La présence d'une bande d'absorption se traduit non seulement par l'apparition d'une partie complexe dans l'indice du milieu, mais aussi par une brusque variation de la partie réelle, comme illustrée dans la figure 4.2 (gauche), les deux valeurs étant reliées par les relations de Kramers-Kronig [130] :

$$Z_{Re}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' Z_{Im}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \quad (4.11)$$

$$Z_{Im}(\omega) = \frac{-2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega Z_{Re}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \quad (4.12)$$

Ces deux variations combinées influent sur la réflectance (figure 4.2, droite), qui est une grandeur caractéristique de la puissance réfléchiée en fonction de la puissance incidente ; cette variation intervient donc dans l'indice calculé. L'utilisation des formules simples du capteur de Fresnel négligeant l'absorption pour remonter à l'indice du milieu entraîne alors une erreur sur l'indice calculé, et l'objectif de cette section est de quantifier cette erreur pour quelques milieux de référence liquides dans lesquels des mesures d'indices à l'aide d'un capteur de Fresnel peuvent facilement être effectuées.

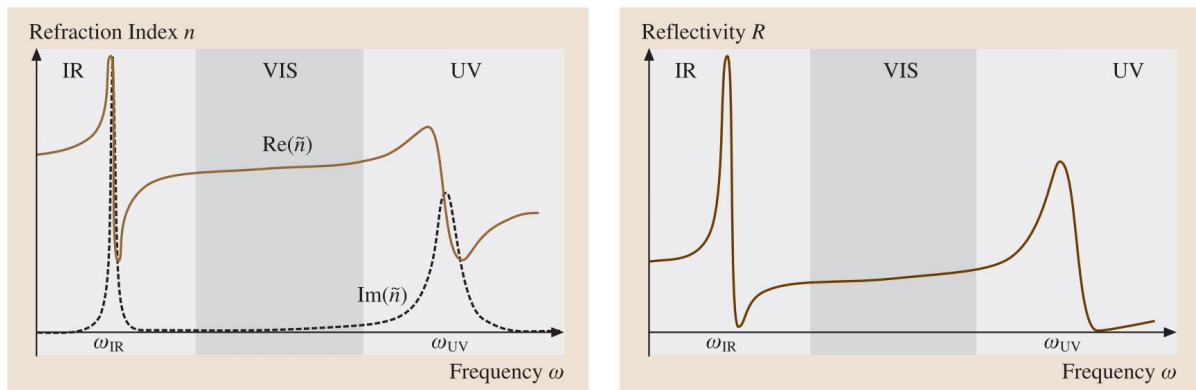


FIGURE 4.2 – Évolution typique de la partie réelle et imaginaire de l'indice optique et de la réflectance d'un milieu en fonction de la fréquence [130]

4.3.1 Courbes de dispersion des matériaux

L'indice de la fibre est calculé à l'aide de la même loi de Sellmeier mixte pour un mélange $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ que précédemment, tandis que l'indice de l'air est quasi-constant, avec une différence de seulement $5,1 \times 10^{-5}$ entre 0,2 et 5 μm [23]. Les courbes de dispersion de la partie réelle n et de la partie imaginaire k (les indices vrais) de matériaux simples choisis sont présentées dans la figure 4.3, avec les valeurs de HALE & QUERRY [24] pour l'eau, de SANI & DELL'ORO [131] pour l'isopropanol et de SANI & DELL'ORO [132] pour l'éthylène glycol. Ces matériaux ont été choisis car ils sont liquides et présentent une bande d'absorption dans le proche infrarouge ; l'éthylène glycol a aussi la particularité d'avoir un indice optique très proche de celui de la fibre. Un matériau particulier, l'or, est également étudié malgré son caractère solide : il permet en

effet de visualiser les conséquences d'une partie complexe prédominante dès $0,5 \mu\text{m}$ [133], ce qui devrait mettre en évidence les limites des formules simples associées au capteur de Fresnel.

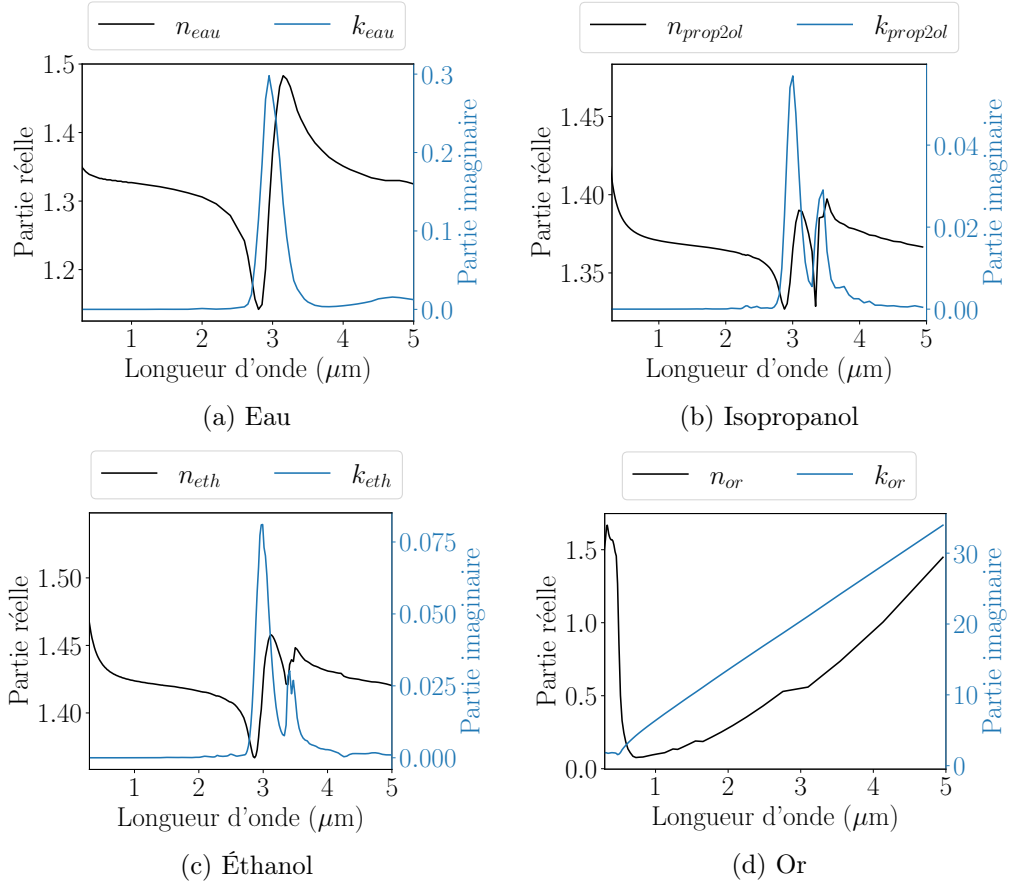


FIGURE 4.3 – Courbes de dispersion (indices vrais) des matériaux. n en noir, k en bleu

4.3.2 Étude de matériaux purs

L'étude spectroscopique est réalisée sur les matériaux purs entre $0,2 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. Le rapport $P_{\text{r,air}}/P_{\text{r,mat}}$ est calculé à l'aide des indices optiques à la longueur d'onde correspondante, la puissance réfléchie dans le milieu prenant en compte la contribution de la partie complexe de l'indice optique. Un indice du milieu est ensuite calculé avec la relation :

$$n_{\text{calc}} = \begin{cases} n_f \frac{1 - \eta}{1 + \eta} & \text{si } n_{\text{mat}} < n_f \\ n_f \frac{1 + \eta}{1 - \eta} & \text{si } n_{\text{mat}} > n_f \end{cases} \quad \text{avec } \eta = \frac{n_f - n_{\text{air}}}{n_f + n_{\text{air}}} \sqrt{\frac{P_{\text{r,mat}}}{P_{\text{r,air}}}} \quad (4.13)$$

où n_f est l'indice de la fibre à la longueur d'onde considérée. Les résultats sont présentés dans la figure 4.4.

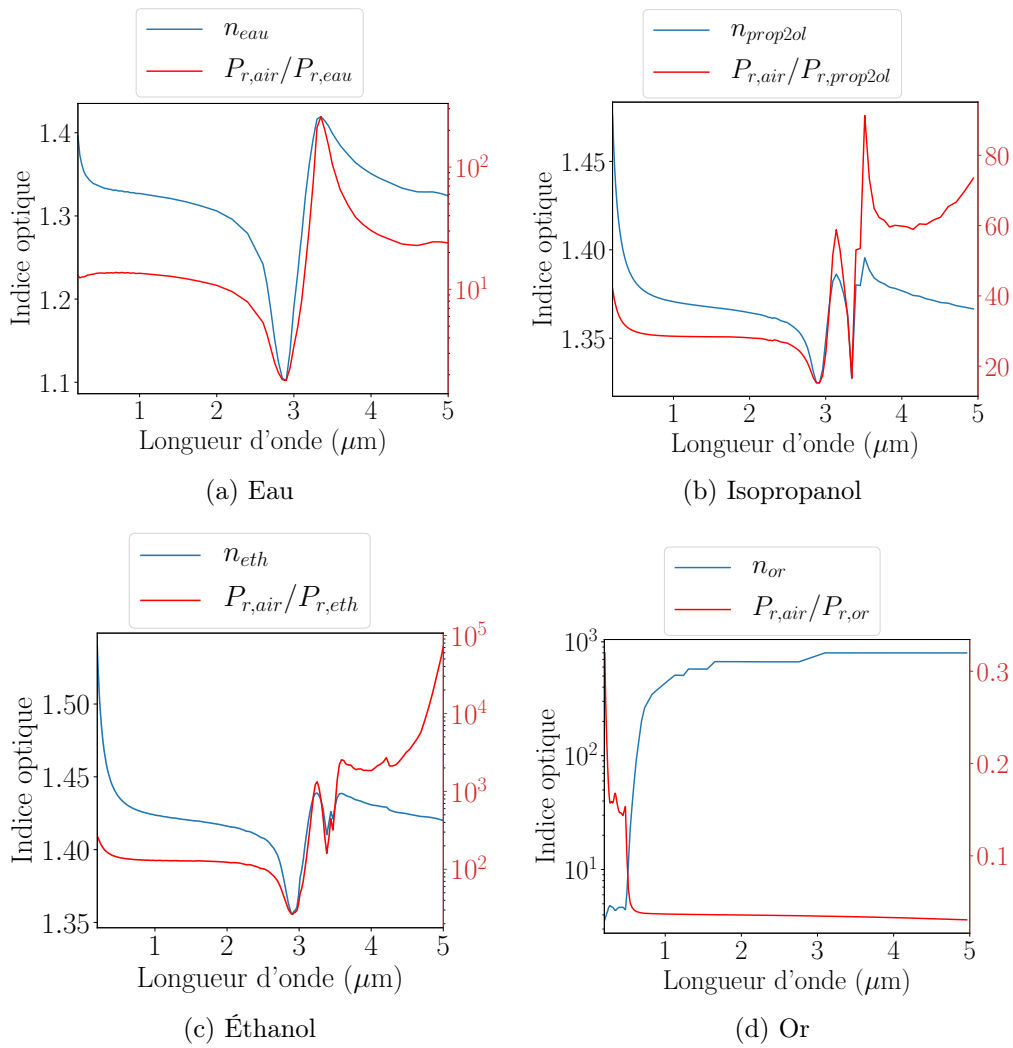


FIGURE 4.4 – Indices calculés des matériaux étudiés (en bleu, formule simple du capteur de Fresnel) et ration des puissances réfléchies (rouge)

Dans le cas de l'or, les indices mesurés affichent rapidement des valeurs incohérentes : les formules du capteur de Fresnel utilisées interprètent en effet la très forte réflectance de l'or (environ 20% entre 0,2 μm et 0,5 μm , puis plus de 98% à partir de 0,78 μm environ), comme étant causée par une très forte différence entre l'indice de la fibre et celui de l'or supposé réel. Le modèle n'est pas adapté pour réaliser des mesures d'indice sur des milieux très fortement absorbants, et il est nécessaire d'avoir une connaissance préalable de la partie réelle ou imaginaire, pour modifier les formules associées au capteur comme cela a été fait par PU *et al.* [56] et en déduire le terme restant.

L'évolution de l'indice mesuré est plus intéressante pour les trois autres milieux (eau, éthanol, éthylène glycol) dont l'indice présente une partie complexe, cette dernière restant malgré tout d'au moins un ordre de grandeur inférieur à la partie réelle. Les courbes $P_{r,air}/P_{r,mat}$ affichent des variations importantes autour de la bande d'absorption, mettant facilement en évidence le phénomène d'absorption avant même le calcul de l'indice du milieu, sous réserve d'une discrétisa-

tion en longueur d'onde suffisamment fine lors de la mesure, par exemple à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Les courbes des indices mesurés à l'aide des formules du capteur de Fresnel sont très proches des courbes de l'indice vrai, l'indice calculé étant égal, à au moins 10^{-6} près, à la partie réelle de l'indice vrai en dehors de la bande d'absorption. Aux alentours de la bande d'absorption, le tableau 4.6 présente deux erreurs différentes :

- δ_{max} , l'écart maximal absolu entre l'indice mesuré et la partie réelle du véritable indice ;
- $\delta_{k_{max}}$, l'écart entre l'indice mesuré et la partie réelle du véritable indice pour la longueur d'onde où k est maximal.

Matière	k_{max}	δ_{max}	$\delta_{k_{max}}$
Eau	0,298	0,1949	0,1546
Isopropanol	0,0569	0,0157	0,0157
Éthylène glycol	0,081	0,0558	0,0496

TABLEAU 4.6 – Partie imaginaire de l'indice vrai k_{max} , erreurs δ_{max} et $\delta_{k_{max}}$

Les erreurs δ_{max} et $\delta_{k_{max}}$ sont de l'ordre de grandeur de k_{max} : ces écarts entre les indices mesurés et les parties réelles des véritables indices sont de l'ordre de 10^{-1} ou 10^{-2} , et donc bien détectables. La détection de l'absorption dans ces composés purs en se plaçant à la longueur d'onde où k est maximal est donc possible. Si un doute persiste sur l'emplacement du maximum de k , la détection du phénomène d'absorption est également possible au travers l'évolution typique de l'indice mesuré autour de la bande d'absorption, avec des variations de l'ordre de 10^{-1} facilement détectables. Dans ce cas, cette évolution caractéristique de l'indice mesuré est principalement causée par la forte variation de la partie réelle de l'indice vrai du milieu, elle-même causée par les relations de Kramers-Kronig.

4.4 Étude spectroscopique de mélanges

Dans un milieu complexe comme une résine époxy commerciale, la présence d'additifs tels que le noir de carbone ou le dioxyde de titane [81] peut entraîner l'apparition d'une bande d'absorption à certaines longueurs d'onde : un moyen de mettre ce phénomène en évidence est donc de mesurer l'indice optique du mélange. Ce dernier dépend de la fraction volumique de ses composants, par exemple au travers du modèle de Bruggeman ou de Maxwell-Garnett [14] et une différence entre l'indice attendu du milieu pur et l'indice observé peut être reliée à la fraction du composé absorbant.

4.4.1 Caractéristiques d'un composé absorbant détectable

Avant de réaliser l'étude spectroscopique, le premier cas qui peut être étudié est la détection d'un phénomène d'absorption à une longueur d'onde spécifique, ce qui correspond à l'utilisation

pour la mesure de l'indice d'une source à faible largeur spectrale, par exemple 1550 nm. L'objectif est ici de déterminer la valeur minimale de la partie imaginaire de l'indice effectif n_{eff} d'un mélange permettant de détecter la présence du phénomène d'absorption au travers d'un écart d'indice.

À cette fin, deux milieux sont comparés : un premier transparent d'indice n_t , et le second absorbant d'indice $n_{eff} = n_t + ik$. L'idée est de représenter l'ajout, dans un milieu transparent d'indice connu n_t , d'un composé absorbant à 1550 nm en supposant dans un premier temps que la présence de ce composé ne vienne pas modifier la partie réelle de l'indice effectif du milieu ainsi formé. La puissance réfléchiée par ce milieu absorbant dépend de la valeur de k , et lors de l'utilisation des formules simples du capteur de Fresnel de l'équation (4.13), l'indice calculé va présenter un écart par rapport à l'indice attendu n_t du milieu pur.

Il est important de noter que seule la valeur de k de l'indice effectif du mélange est ici calculée, et qu'elle peut correspondre à une forte concentration d'un composé faiblement absorbant ou à l'inverse, à une faible concentration d'un composé fortement absorbant. Ces résultats numériques permettent en revanche d'obtenir un ordre de grandeur de la partie complexe de n_{eff} nécessaire pour qu'un capteur de Fresnel puisse détecter le phénomène d'absorption au travers d'une mesure d'indice, dans un cas critique où la variation de puissance réfléchiée est uniquement due à la partie complexe.

Pour simuler cette mesure, l'air servant de milieu de référence, l'indice n_{calc} du mélange est calculé grâce à l'équation (4.13). La puissance réfléchiée par le mélange absorbant et qui intervient dans le rapport des puissances réfléchies $P_{r,air}/P_{r,mat}$ est calculée en considérant son indice complexe, grâce à la relation $\frac{(n_f - n_t)^2 + k^2}{(n_f + n_t)^2 + k^2}$.

L'objectif est ici de trouver la plus petite valeur de k qui entraîne une différence entre n_{calc} et n_t de 5×10^{-4} ou de 1×10^{-3} , en supposant que la mesure de puissance est uniquement effectuée à 1550 nm. Les parties complexes déterminées sont présentées dans les tableaux 4.7 et 4.8.

n_{1550}	1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
k	0,0126	0,0060	0,0147	0,0328

TABLEAU 4.7 – Partie imaginaire de l'indice optique k nécessaire pour obtenir une différence de 5×10^{-4} par rapport à l'indice du milieu transparent

n_{1550}	1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
k	0,0178	0,0085	0,0208	0,0464

TABLEAU 4.8 – Partie imaginaire de l'indice optique k nécessaire pour obtenir une différence de 1×10^{-3} par rapport à l'indice du milieu transparent

Ces valeurs calculées de k peuvent être comparées à des valeurs de la littérature pour s'assurer de leur cohérence : pour la bande d'absorption de l'eau autour de $\lambda = 2950$ nm, la valeur maximale du coefficient d'absorption est $k \approx 0,28$ [134]. Les valeurs minimales de k calculées ici sont bien

inférieures, ce qui conforte donc l'hypothèse qu'il est possible de détecter la présence d'une bande d'absorption via une variation inattendue d'indice optique lors d'une étude spectroscopique. À titre de comparaison avec l'eau à 2950 nm, ayant un indice optique $n \approx 1,28 + i0,28$, en utilisant les formules du capteur de Fresnel supposant l'absence d'absorption, l'indice du milieu déduit est de $n_{\text{calc}} = 1,14$, bien loin de la valeur attendue, mettant facilement en évidence la contribution de la partie complexe.

4.4.2 Effet sur l'indice mesuré avec une source large

Après avoir calculé une valeur de k permettant d'observer un écart d'indice lorsque la mesure de puissance est réalisée à une fréquence spécifique, l'objectif est maintenant de quantifier l'erreur sur l'indice mesuré lorsque la puissance est mesurée sur une plage spectrale plus importante. En effet, les résultats précédents sont basés sur l'hypothèse que les mesures sont réalisées à une longueur d'onde spécifique, ce qui correspond à l'utilisation d'une source de largeur spectrale très fine, ou à l'utilisation d'un analyseur de spectre optique permettant d'obtenir les puissances réfléchies sur une plage précise de longueurs d'onde. Néanmoins, lorsqu'une source large comme l'ASE précédemment décrite et un détecteur à photodiode sont utilisés, l'indice effectif du second milieu est calculé à l'aide de la puissance réfléchie sur la totalité du spectre.

La partie réelle de l'indice effectif du mélange dépend alors de la longueur d'onde, selon les mêmes relations que lors de l'étude des effets de la dispersion au début de ce chapitre. Le dernier paramètre à définir est la largeur des bandes d'absorption, pour déterminer les longueurs d'onde où l'indice effectif comporte une partie complexe, les valeurs de k étant celles détaillées dans le tableau 4.8. La largeur d'une bande d'absorption varie fortement en fonction des phénomènes mis en jeu, par exemple transition atomique ou vibration des molécules. Ces différents phénomènes ont été décrits par DEMTRÖDER [135] : parmi les exemples concrets détaillés, la plus grande valeur numérique de largeur à mi-hauteur est de 130 GHz, ce qui correspond à une bande d'absorption de 1,04 nm de largeur pour une longueur d'onde centrale de 1550 nm. La discrétisation en longueur d'onde utilisée ayant une résolution de 0,5 nm, trois largeurs de bande, 0,5, 1 ou 2 nm sont étudiées, combinées aux trois distributions spectrales de puissance (uniforme, gaussienne ou ASE) précédemment décrites.

Les puissances réfléchies dans le milieu sont encore une fois calculées en se basant sur une puissance incidente unitaire sur le dioptré, ce qui donne directement le coefficient de Fresnel effectif tenant compte de la présence des bandes d'absorption. Les variations relatives (en %) entre ces coefficients effectifs et les coefficients de Fresnel en incidence normale à 1550 nm sont présentées dans le tableau 4.9. L'indice du mélange n_{calc} est ensuite calculé à l'aide des formules du capteur de Fresnel de l'équation 4.13, en utilisant l'indice de la fibre à 1550 nm. Les écarts entre ces indices calculés et l'indice du milieu transparent à 1550 nm sont présentés dans le tableau 4.10 : ils sont plus importants pour la distribution gaussienne, où la puissance est concentrée autour de 1550 nm, qui est également le centre de la bande d'absorption. Malgré tout, l'écart maximal dans ce cas critique n'est que de l'ordre de 10^{-4} , soit du même ordre de grandeur qu'une

incertitude de mesure expérimentale typique pour un capteur de Fresnel (ex : chapitre 3). Pour les autres distributions, l'écart entre n_{calc} et n_t est au mieux de l'ordre de 10^{-5} , et ne sera pas détectable.

		Indice du milieu à 1550 nm			
		1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
Largeur 0,5 nm	Uniforme	-0,082	-0,059	0,377	0,041
	Gauss	0,052	0,187	0,026	0,003
	ASE	0,027	0,099	0,024	0,002
Largeur 1 nm	Uniforme	-0,054	0,049	0,392	0,043
	Gauss	0,150	0,566	0,082	0,009
	ASE	0,081	0,307	0,055	0,006
Largeur 2 nm	Uniforme	-0,026	0,158	0,408	0,045
	Gauss	0,247	0,937	0,137	0,016
	ASE	0,135	0,515	0,086	0,01

TABEAU 4.9 – Variation relative (%) entre les coefficients de Fresnel effectifs et les coefficients de Fresnel en incidence normale à 1550 nm

		Indice du milieu à 1550 nm			
		1,3180	1,5047	1,7000	2,9000
Largeur 0,5 nm	Uniforme	7×10^{-5}	-1×10^{-5}	5×10^{-4}	3×10^{-4}
	Gauss	-4×10^{-5}	3×10^{-5}	3×10^{-5}	2×10^{-5}
	ASE	-2×10^{-5}	2×10^{-5}	3×10^{-5}	1×10^{-5}
Largeur 1 nm	Uniforme	5×10^{-5}	7×10^{-6}	5×10^{-4}	3×10^{-4}
	Gauss	-1×10^{-4}	1×10^{-4}	1×10^{-4}	9×10^{-5}
	ASE	-6×10^{-5}	6×10^{-5}	7×10^{-5}	5×10^{-5}
Largeur 2 nm	Uniforme	3×10^{-5}	3×10^{-5}	5×10^{-4}	4×10^{-4}
	Gauss	-2×10^{-4}	2×10^{-4}	2×10^{-4}	2×10^{-4}
	ASE	-1×10^{-4}	1×10^{-4}	1×10^{-4}	9×10^{-5}

TABEAU 4.10 – Écart absolu entre les indices calculés et la valeur théorique à 1550 nm

Ainsi, même lorsque la largeur des bandes choisies est particulièrement large comme cela est le cas ici, une étude spectroscopique est nécessaire pour déterminer la présence de la bande d'absorption si la valeur de k est faible : une différence d'indice de 1×10^{-3} détectable en réalisant une mesure à une longueur d'onde spécifique devient invisible lorsque la puissance réfléchie est mesurée sur la totalité du spectre d'une source large. Des bandes plus fines seront donc certainement masquées, à moins d'avoir un coefficient d'extinction très important. Le comportement de quelques mélanges typiques va maintenant être caractérisé en réalisant une étude spectroscopique de la puissance réfléchie.

4.4.3 Spectroscopie sur des mélanges

Si l'étude spectroscopique permet de mettre en évidence les bandes d'absorption de milieux purs, il est également important de vérifier ce résultat sur des mélanges, où l'indice optique effectif

dépend de la fraction volumique des différents composants [14]. Si l'un d'eux est un composant absorbant, la concentration de ce dernier influe sur l'absorption du milieu et donc sur la partie imaginaire de l'indice effectif du mélange, modifiant de manière plus ou moins importante les coefficients de Fresnel. Trois mélanges d'intérêt sont choisis :

- Le mélange F_{29} /eau, entre un matériau modèle représentant l'indice moyen d'une résine époxy chargée (indice autour de 2,9) et de l'eau ;
- Le mélange F_{17} /eau, entre un matériau modèle représentant l'indice moyen d'une résine époxy avec un indice d'environ 1,7, plus proche de celui habituellement attendu, et de l'eau ;
- Le mélange eau/bleu de méthylène, cas simple pour tester un composé absorbant dans de l'eau, le bleu de méthylène étant connu pour avoir une forte bande d'absorption dans le domaine visible.

Une résine époxy est un milieu complexe, une spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (IRTF) mettant en évidence de nombreuses bandes d'absorption liés aux divers groupes fonctionnels [136, 137]. De plus, suite à un cycle de sorption/désorption en eau, le nombre d'onde de certains pics peut être modifié (figure 4.5), illustrant des variations dans les forces d'interactions de certaines liaisons [138].

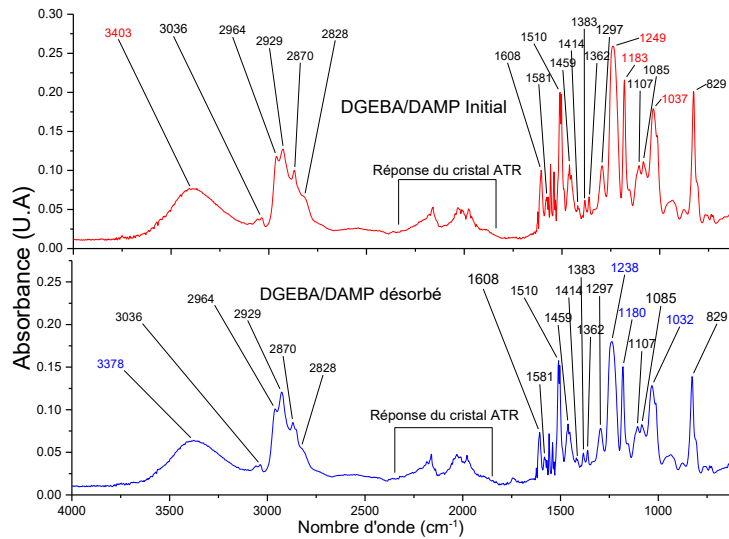


FIGURE 4.5 – Spectre IRTF d'un système DGEBA/DAMP initial et désorbé [138]

Dans cette étude, la courbe d'indice d'un mélange époxy/eau n'étant pas connue, leur courbe de dispersion est basée sur une loi de Sellmeier existante [139] décalée d'une constante pour obtenir des indices autour de 1,7 ou de 2,9, afin d'obtenir des valeurs d'indices réalistes. Les interactions entre la résine et l'eau sont négligées, et le modèle de Bruggeman est utilisé pour déterminer l'indice effectif du mélange. La procédure de mesure de l'indice à l'aide d'un capteur de Fresnel est la suivante :

1. Calcul de la puissance réfléchie dans l'air $P_{r,air}$, en utilisant les indices de la fibre et de l'air qui correspondent à la longueur d'onde utilisée ;

2. Calcul de la puissance réfléchie dans la matière $P_{r,mat}$, en utilisant les indices de la fibre et des composés formant le mélange qui correspondent à la longueur d'onde utilisée. L'indice effectif du mélange est calculé à l'aide du modèle de Bruggeman, prenant donc en compte la partie imaginaire des indices ;
3. Calcul de n_{calc} à l'aide du rapport des puissances réfléchies $P_{r,air}/P_{r,mat}$ et l'équation (4.13), avec l'indice de la fibre qui correspond à la longueur d'onde utilisée. Les courbes de n_{calc} pour les différents mélanges sont présentées dans la figure 4.6, pour plusieurs fractions volumiques (FV) d'eau ou de bleu de méthylène.

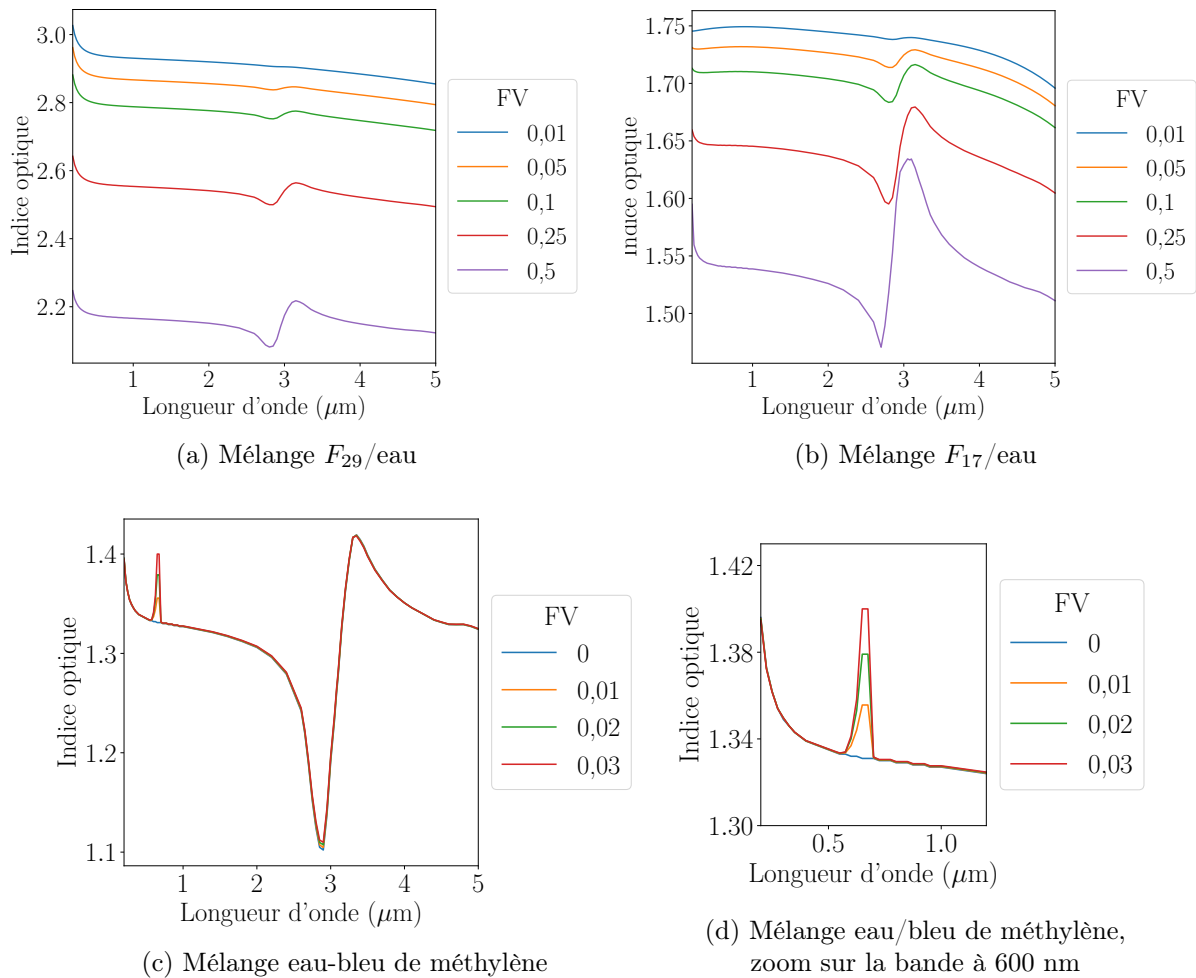


FIGURE 4.6 – Courbes des indices calculés (formule simple du capteur de Fresnel) des mélanges étudiés

En considérant les courbes F_{29} /eau et F_{17} /eau, le premier résultat visible est la diminution progressive de l'indice calculé avec l'augmentation de la fraction volumique d'eau, résultat prévu par le modèle de Bruggeman. La partie réelle de l'indice de l'eau présente une oscillation caractéristique (figure 4.3) autour de $2,95 \mu m$, causée par sa bande d'absorption à cette longueur d'onde : $n_{eau} = 1,14$ à $2,8 \mu m$, et $n_{eau} = 1,48$ à $3,1 \mu m$, soit une différence d'indice de $0,34$. Dans

une étude spectroscopique, cette variation typique Δn entre les indices à $2,8 \mu\text{m}$ et à $3,1 \mu\text{m}$ peut servir à mettre en évidence la présence d'eau, Δn étant plus ou moins important en fonction de la teneur en eau.

Dans le mélange F_{29} /eau, cette variation attendue de l'indice calculé n'est pas visible dans la résine à fort indice pour une fraction d'eau de 0,01, avec $\Delta n < 10^{-5}$. Dans le cadre de la diffusion d'eau dans un composite, des teneurs en eau de 10% sont observables : pour des fractions d'eau de 0,05 et de 0,1, $\Delta n = 8,9 \times 10^{-3}$ et $\Delta n = 2,3 \times 10^{-2}$, respectivement. Avec l'augmentation de la teneur en eau, l'effet de la bande d'absorption se fait plus important, avec par exemple $\Delta n = 1,3 \times 10^{-1}$ pour une fraction d'eau de 0,5, jusqu'à retrouver la courbe de l'eau pure si $FV = 1$. Pour le mélange F_{17} /eau, à cause de la différence d'indice moins importante entre les deux milieux (l'époxy et l'eau), l'effet de l'eau est plus visible, avec $\Delta n = 1,2 \times 10^{-3}$ dès 0,01 d'eau, $\Delta n = 1,5 \times 10^{-2}$ pour 0,05 d'eau, $\Delta n = 3,3 \times 10^{-2}$ pour 0,1 d'eau et $\Delta n = 1,6 \times 10^{-1}$ pour 0,5 d'eau.

Ces valeurs donnent un ordre d'idée de la sensibilité d'un capteur d'indice nécessaire pour détecter la présence d'eau via sa bande d'absorption à $2,9 \mu\text{m}$, alors que les figures 4.6a et 4.6b mettent en évidence que l'effet de l'eau sur l'indice effectif du milieu, via le modèle de Bruggeman, est prédominant dans la plage de teneur en eau d'intérêt pour le suivi de composites en milieu humide. La mesure autour de $2,9 \mu\text{m}$ étant plus complexe à réaliser qu'une mesure à $1,55 \mu\text{m}$, car demandant des fibres et des sources spécifiques, moins courantes que le matériel aux longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications, il apparaît plus pertinent de détecter la présence d'eau via la variation générale d'indice à $1,55 \mu\text{m}$.

Les figures 4.6c et 4.6d décrivent la présence dans l'eau d'un composé absorbant, le bleu de méthylène, possédant deux bandes d'absorption : la première autour de $0,29 \mu\text{m}$ et la seconde, plus importante, autour de $0,66 \mu\text{m}$. La solubilité du bleu de méthylène dans l'eau étant de $43,6\text{g/L}$ à 25°C [140], ce qui ne permet des fractions volumiques que jusqu'à environ 0,032. Les effets de ce composé fortement absorbant sont nettement plus visibles : avec une fraction de 0,01 de bleu, l'indice calculé du milieu à $0,66 \mu\text{m}$ affiche une différence de $2,5 \times 10^{-2}$ avec l'indice de l'eau attendu à cette longueur d'onde. Pour la bande secondaire à $0,29 \mu\text{m}$, cet écart est de $5,3 \times 10^{-4}$, valeur presque cinq fois supérieure à l'incertitude de mesure maximale déterminée dans le chapitre 3 lors des essais du Fresnel sur fibre multimode ($1,1 \times 10^{-4}$). Pour $FV = 0,03$, les écarts d'indices entre les valeurs attendues et les valeurs calculées sont de 7×10^{-2} pour la bande à $0,66 \mu\text{m}$ et de $6,9 \times 10^{-4}$ pour celle à $0,29 \mu\text{m}$. À l'inverse, rechercher la plus petite concentration détectable, définie telle que la différence entre l'indice attendu de l'eau et l'indice mesuré du mélange soit de 1×10^{-3} au niveau de la bande d'absorption à $0,66 \mu\text{m}$, conduit à une fraction volumique de 0,0004, soit une concentration de $1,6 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$ en bleu de méthylène.

Dans ce contexte, les écarts entre les indices calculés et les indices du milieu hôte étant beaucoup plus importants, la spectroscopie apparaît comme un outil adapté pour détecter la présence de bleu de méthylène ainsi que sa concentration, d'une autre manière qu'à l'aide de la mesure classique de l'absorbance de la solution par un spectrophotomètre.

4.5 Conclusion sur la spectroscopie

Le modèle de Fresnel simple est donc bien adapté pour déduire l'indice d'un milieu transparent ou très faiblement absorbant, mais doit être modifié lorsque la partie complexe joue un rôle prépondérant dans la puissance réfléchie, comme cela a par exemple été fait par PU *et al.* [56]. La pertinence de la spectroscopie pour détecter un composant particulier dépend fortement de la différence d'indice entre les milieux et de la concentration du composant dans le milieu hôte. Par exemple, pour mesurer la teneur en eau dans une résine à fort indice, il est plus simple d'évaluer les variations de l'indice effectif et de remonter à la teneur via la théorie des milieux effectifs, que de venir chercher les variations d'indices causées par la bande d'absorption de l'eau à $2,9\ \mu\text{m}$. Pour une résine avec un indice d'environ 1,7, même si les effets de la bande d'absorption sont plus importants que dans le cas précédent, la mesure de l'indice effectif reste encore une fois une solution plus pertinente. En revanche, pour l'identification de pigments absorbants tels que le bleu de méthylène et pour la détermination de leur concentration, la spectroscopie apparaît comme un outil adapté, permettant une mesure via un système entièrement fibré capable de réaliser des mesures déportées *in-situ*.

En approchant la limite de solubilité d'un composé dans l'eau, il devient susceptible de former des agrégats de taille plus importante : les inclusions peuvent en effet, si elles sont libres, migrer pour s'agréger. Le milieu effectif contient alors des particules qui, en fonction de leur taille, sont susceptibles de diffuser la lumière : il devient alors nécessaire d'étudier l'impact de ce phénomène sur la puissance réfléchie et par conséquent sur l'indice mesuré, ce qui sera fait dans le chapitre suivant.

Mesure de la puissance diffusée par des particules avec un capteur de Fresnel

La présence d'inclusions susceptibles de diffuser la lumière dans un milieu hétérogène peut causer une erreur sur l'indice mesuré à l'aide d'un capteur de Fresnel. Dans ce chapitre, un modèle basé sur la théorie de Mie est développé pour quantifier cette erreur. La résolution du problème inverse de diffusion de la lumière est traitée à l'aide d'un algorithme d'optimisation par essaim de particules.

Sommaire

5.1	Problématique associée à la diffusion de la lumière	119
5.2	Diffusion de Mie par des particules à l'extrémité d'un capteur de Fresnel	120
5.2.1	Bases théoriques	120
5.2.2	Expressions des puissances incidentes et diffusées	122
5.2.3	Application à l'étude d'un milieu époxy/eau	127
5.3	Étude du problème inverse de diffusion de Mie	134
5.3.1	Résolution par recherche exhaustive	135
5.3.2	Résolution à l'aide d'un algorithme PSO	136
5.3.3	Influence d'un bruit de mesure	139
5.4	Conclusion sur la diffusion de la lumière	141

5.1 Problématique associée à la diffusion de la lumière

Dans un milieu hétérogène situé à l'extrémité du capteur de Fresnel, composé d'inclusions dans une matrice quelconque, ces particules peuvent diffuser la lumière transmise au niveau du dioptre fibre/matière : une partie de cette lumière peut donc être rétro-diffusée puis ré-injectée dans la fibre. La puissance mesurée en sortie du système a alors deux composantes : la puissance réfléchie selon les lois de Fresnel au niveau du dioptre et la puissance rétro-diffusée par les particules, cette dernière composante pouvant être décrite à l'aide la théorie de Mie. La présence de particules vient donc modifier la fraction effective de lumière réfléchie, autrement dit la réflectance du milieu à l'extrémité du capteur de Fresnel. Hors, dans le cadre de la diffusion

de Mie, la dépendance de la réflectance d'une surface à la longueur d'onde et à la taille des diffuseurs est notamment utilisée en spectroscopie à réflexion [141], en météorologie pour obtenir des informations telles que la taille des cristaux de glace [142] ou dans les systèmes Lidar pour la mesure d'aérosols dans l'atmosphère [130]. Les formules simples du capteur de Fresnel ne prenant pas en compte les effets de la diffusion de la lumière, cela conduit à une erreur sur l'indice effectif calculé du milieu.

Dans ce chapitre, l'effet de la puissance diffusée sur l'indice calculé est étudié numériquement, pour déterminer les cas où les effets de la diffusion peuvent être négligés. La résolution du problème inverse est également considérée, pour adapter les formules du capteur de Fresnel et obtenir si nécessaire des informations supplémentaires sur le milieu, telles que la taille et la fraction volumique des particules diffusantes.

5.2 Diffusion de Mie par des particules à l'extrémité d'un capteur de Fresnel

5.2.1 Bases théoriques

La théorie de Mie décrit la manière dont une onde plane est diffusée par une particule sphérique (figure 5.1). Seules les formules nécessaires aux calculs sont détaillées ici : les calculs qui mènent aux expressions des ondes diffusées, accompagnés de deux exemples classiques, ont été synthétisés par FREZZA *et al.* [143] tandis qu'une description extensive de la théorie de Mie et de nombreux cas d'études couvrant de vastes domaines d'applications a été réalisée par BOHREN & HUFFMAN [144]. Lorsque les diffuseurs sont très petits devant la longueur d'onde, la diffusion de Mie peut être approximée par la diffusion de Rayleigh ; cette dernière est généralement suffisante pour décrire la diffusion pour des particules de taille inférieure à un dixième de la longueur d'onde [13].

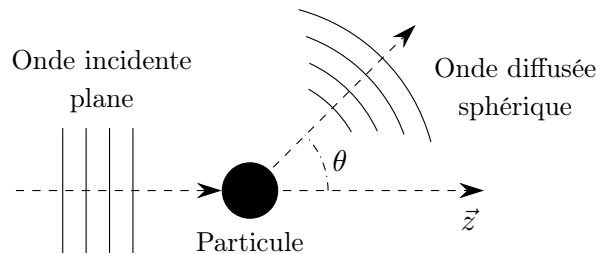


FIGURE 5.1 – Représentation de la diffusion d'une onde incidente plane par une particule sphérique

Pour une onde incidente plane E_i , les champs électriques qui composent l'onde sphérique diffusée E_d dans une direction (figure 5.1), en fonction de leur polarisation (perpendiculaire ou

parallèle), peuvent s'exprimer par :

$$\begin{pmatrix} E_{d,\parallel} \\ E_{d,\perp} \end{pmatrix} = \frac{e^{-ikr+ikz}}{ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i,\parallel} \\ E_{i,\perp} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

où r est la distance entre la particule et le point d'observation de l'onde sphérique diffusée et k le vecteur d'onde.

Le cas de diffuseurs sphériques est ici considéré, les travaux de GRANGEAT *et al.* [18], où cette hypothèse est faite dans le modèle de Maxwell-Garnett utilisé, présentant des résultats cohérents entre valeurs théoriques et expérimentales. Pour une particule sphérique, où $S_3 = S_4 = 0$, seuls les coefficients S_1 et S_2 , appelés « fonctions d'amplitude », sont alors requis :

$$\begin{aligned} S_1(\theta) &= \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} (a_{\ell}\pi_{\ell} + b_{\ell}\tau_{\ell}) \\ S_2(\theta) &= \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} (b_{\ell}\pi_{\ell} + a_{\ell}\tau_{\ell}) \end{aligned} \quad (5.2)$$

où π_{ℓ} et τ_{ℓ} sont des fonctions de $\cos(\theta)$ décrites ci-après dans l'équation (5.3), et l'angle θ représente l'angle entre la direction de l'onde incidente et celle de l'onde diffusée (figure 5.1). Ainsi, un angle de 0° correspond à l'onde diffusée dans la même direction que l'onde incidente, et un angle de 180° correspond à l'onde rétro-diffusée. Les expressions de π_{ℓ} et τ_{ℓ} sont :

$$\begin{aligned} \pi_{\ell}(\cos \theta) &= \frac{1}{\sin(\theta)} P_{\ell}^1(\cos \theta) \\ \tau_{\ell}(\cos \theta) &= \frac{d}{d\theta} P_{\ell}^1(\cos \theta) \end{aligned} \quad (5.3)$$

avec $P_{\ell}^1(\cos \theta)$ le polynôme associé de Legendre, qui s'exprime par :

$$P_{\ell}^n(x) = (1-x^2)^{n/2} \frac{d^n}{dx^n} P_{\ell}(x) \quad (5.4)$$

où $P_{\ell}(x)$ est le polynôme de Legendre qui vaut :

$$P_{\ell}(x) = \frac{1}{\ell!2^{\ell}} \frac{d^{\ell}}{dx^{\ell}} \left((x-1)^{\ell} (x+1)^{\ell} \right) \quad (5.5)$$

Enfin, les coefficients a_{ℓ} et b_{ℓ} dans les fonctions d'amplitudes s'expriment par :

$$\begin{aligned} a_{\ell} &= \frac{\psi'_{\ell}(y)\psi_{\ell}(x) - n\psi_n(y)\psi'_{\ell}(x)}{\psi'_{\ell}(y)\zeta_{\ell}(x) - n\psi_{\ell}(y)\zeta'_{\ell}(x)} \\ b_{\ell} &= \frac{n\psi'_{\ell}(y)\psi_{\ell}(x) - \psi_{\ell}(y)\psi'_{\ell}(x)}{n\psi'_{\ell}(y)\zeta_{\ell}(x) - \psi_{\ell}(y)\zeta'_{\ell}(x)} \end{aligned} \quad (5.6)$$

La fonction $\psi(z)$ est la fonction de Bessel sphérique multipliée par z (z valant x ou y), soit $\psi(z) = zj_{\ell}(z)$, et $\psi'(z)$ en est la dérivée. La fonction de Bessel sphérique est liée à la fonction de

Bessel J_ℓ par $j_\ell(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{\ell+\frac{1}{2}}(z)$. Le terme $\zeta_\ell(z)$ vaut $\zeta_\ell(z) = z h_\ell^{(2)}(z)$, $h_\ell^{(2)}$ étant la fonction de Hânkél sphérique, liée à la fonction de Hânkél $H_\ell^{(2)}$ par $h_\ell^{(2)}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} H_\ell^{(2)}(z)$, toujours avec z valant x ou y . Enfin, $x = \frac{2\pi}{\lambda}a$, $y = n\frac{2\pi}{\lambda}a$ avec a le rayon de la sphère et n l'indice optique complexe de la sphère.

Le choix est fait de travailler en première approximation en irradiance, la puissance optique étant la grandeur mesurée. Cela permet de plus de travailler directement avec les paramètres de Stokes, offrant des perspectives intéressantes pour l'étude de la diffusion par des particules non-sphériques avec un analyseur de polarisation comme celui utilisé dans le chapitre 2. Les paramètres de Stokes de la lumière diffusée peuvent en effet être décrits à l'aide des fonctions S_1 , S_2 , S_3 , S_4 et des paramètres de Stokes de la lumière incidente [144, section 3.3]. Pour une irradiance incidente sur une particule sphérique I_p , en lumière non polarisée et pour un détecteur situé à une distance z de la particule, k étant le vecteur d'onde, l'irradiance diffusée I_d vaut :

$$I_d = \frac{1}{k^2 z^2} \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2) I_p \quad (5.7)$$

5.2.2 Expressions des puissances incidentes et diffusées

Faisceau laser gaussien

L'élargissement du faisceau laser dans le milieu à l'extrémité de la fibre est simplement défini selon le modèle du faisceau gaussien, l'irradiance étant exprimée par :

$$I(r, z) = I_o \left[\frac{w_o}{w(z)} \right]^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (5.8)$$

où r est la distance radiale au centre du faisceau, et z la distance au plan où le faisceau est le plus étroit, soit le dioptré à l'extrémité de la fibre optique, à partir duquel le faisceau n'est plus guidé mais se propage dans le milieu n_2 à l'extrémité de la fibre. La largeur du faisceau à une distance z du dioptré s'exprime par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (5.9)$$

où $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh et w_0 la taille radiale du faisceau à son point le plus étroit ; w_0 est ici le rayon où l'intensité vaut $1/e^2$ du maximum. Pour une fibre monomode, w_0 vaut donc la moitié du *Mode Field Diameter*, une des caractéristiques principales de la fibre estimée grâce à l'équation de Marcuse [53] :

$$w_0 = r_{coeur} \left(0,65 + \frac{1,169}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (5.10)$$

où $V = \frac{2\pi}{\lambda} \text{NA} r_{\text{coeur}}$ est la fréquence normalisée, avec r_{coeur} le rayon du cœur la fibre et NA son ouverture numérique. Pour obtenir facilement un coefficient de Fresnel effectif, l'irradiance dans la fibre incidente sur le dioptre sensible I_i est normalisée de telle sorte que la puissance incidente, calculée en intégrant l'irradiance sur le disque de rayon r_{coeur} , soit unitaire :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{r_{\text{coeur}}} I_i(r, z=0) r dr d\theta = 1 \quad (5.11)$$

L'irradiance correspondant au faisceau transmis dans le second milieu $I_t(r, z)$ et celle du faisceau réfléchi sur le dioptre $I_r(r, z=0)$ sont alors facilement calculables en multipliant l'irradiance incidente par le coefficient de Fresnel en réflexion ou en transmission, entre la fibre et le second milieu.

Génération d'un milieu intégrant des particules

Le milieu extérieur contenant des particules est un cylindre accolé à la fibre de rayon r_{coeur} et de longueur $p\lambda$ où p est un entier (figure 5.2). Le volume étudié vaut donc $V_1 = p\lambda\pi r_{\text{coeur}}^2$. Toutes les particules sont sphériques avec un rayon a_{part} , le volume d'une particule est donc $V_2 = \frac{4}{3}\pi a_{\text{part}}^3$. La fraction volumique FVP de V_1 occupée par les particules correspond à un nombre de particules $N_{\text{part}} = \text{FVP} \frac{V_1}{V_2}$.

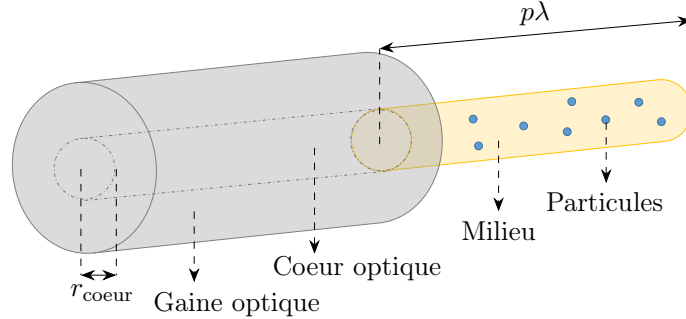


FIGURE 5.2 – Représentation du milieu contenant des particules à l'extrémité de la fibre optique

Les coordonnées de chaque particule dans une base cylindrique (r, θ, z) sont alors générées aléatoirement selon une distribution uniforme, avec $r \in [0; r_{\text{coeur}}]$, $\theta \in [0; 2\pi]$ et $z \in [0 + a_{\text{part}}; p\lambda + a_{\text{part}}]$. Une distribution ainsi obtenue est illustrée figure 5.3.

Calcul de la puissance diffusée par une particule

En considérant une particule de coordonnées $(r_{\text{part}}, \theta_{\text{part}}, z_{\text{part}})$, l'irradiance incidente sur la particule vaut $I_t(r_{\text{part}}, z_{\text{part}})$. L'irradiance diffusée par cette particule et mesurée au niveau du dioptre vaut donc :

$$I_d = I_t(r_{\text{part}}, z_{\text{part}}) \frac{1}{k^2 z_{\text{part}}^2} \frac{1}{2} (|S_1|^2 + |S_2|^2) \quad (5.12)$$

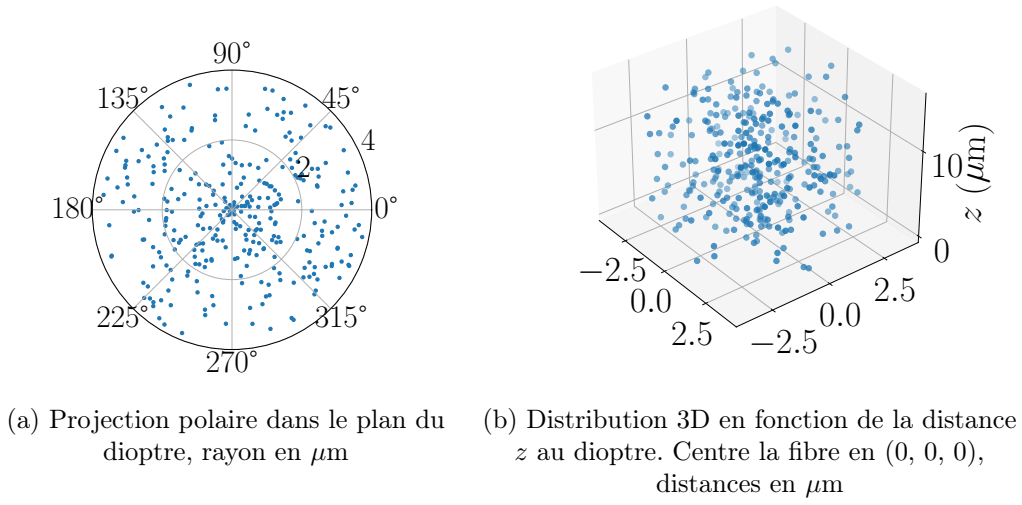


FIGURE 5.3 – Exemple de distribution de 319 particules, dans un volume de longueur 10λ ($r_{\text{coeur}} = 4 \mu\text{m}$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,18 \mu\text{m}$, $\text{FVP} = 0,01$)

Cette irradiance doit ensuite être intégrée sur une certaine surface pour obtenir la puissance diffusée par la particule, cette surface étant l'intersection entre le cœur de la fibre et le disque éclairé par la particule, comme illustré sur la figure 5.4. La lumière diffusée par la particule et qui peut être propagée dans la fibre est celle contenue dans le cône de demi-angle au sommet α_{max} , correspondant à l'ouverture numérique de la fibre. Le choix de travailler avec une surface géométrique est lié à l'utilisation d'un modèle en irradiance. Une estimation plus précise de la puissance rétrodiffusée pourrait être obtenue à l'aide d'un modèle en champs et d'un calcul de la puissance recouplée dans le cœur de la fibre, en passant par l'intégrale de recouvrement des champs rétrodiffusés avec le mode fondamental de la fibre ou des formules analytiques [145].

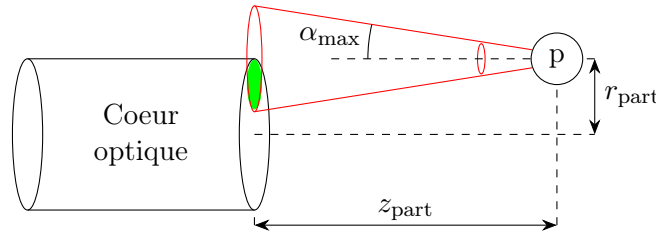


FIGURE 5.4 – Illustration du cône éclairé par une particule (p), la gaine optique de la fibre n'est pas représentée

Pour une particule située à une distance z_{part} , elle éclaire dans le plan colinéaire au dioptré fibre/matière un disque de rayon $r_e = \tan(\alpha_{\text{max}})z_{\text{part}}$. La particule n'étant pas forcément située sur l'axe de propagation de la fibre, ce disque peut recouvrir la totalité ou seulement une partie du cœur optique. Dans le plan du dioptré, les centres de ces deux disques (cœur optique et disque éclairé) sont séparés d'une distance r_{part} . En posant :

- $r_1 = \max(r_{\text{coeur}}, r_e)$ et $r_2 = \min(r_{\text{coeur}}, r_e)$;
- $d_1 = \frac{r_1^2 - r_2^2 + r_{\text{part}}^2}{2r_{\text{part}}}$ et $d_2 = r_{\text{part}} - d_1$

comme illustré figure 5.5, l'aire d'intersection A s'exprime par :

- $A = 0$ si $r_{\text{part}} \geq r_1 + r_2$, puisque dans ce cas, les deux disques sont sécants en un point au plus.
- $A = \pi r_2^2$ si $r_{\text{part}} \leq r_1 - r_2$, puisque le disque de rayon r_2 est entièrement contenu dans le disque de rayon r_1 .
- Par la formule suivante pour tous les autres cas :

$$A = r_1^2 \cos^{-1} \left(\frac{d_1}{r_1} \right) - d_1 \sqrt{r_1^2 - d_1^2} + r_2^2 \cos^{-1} \left(\frac{d_2}{r_2} \right) - d_2 \sqrt{r_2^2 - d_2^2} \quad (5.13)$$

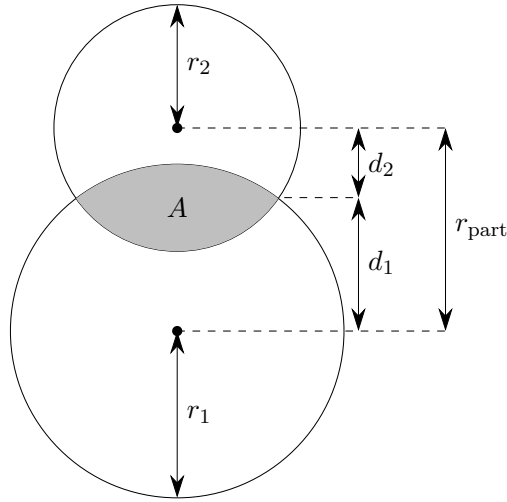


FIGURE 5.5 – Intersection de deux cercles quelconques, les centres étant séparés d'une distance r_{part}

La puissance diffusée par une particule et pouvant se propager dans la fibre, mesurée au niveau du dioptré dans la fibre vaut ainsi $P_{\text{d,part}} = A \times I_d \times F_t$, où $F_t = \frac{2n_2}{n_2+n_f}$ est le coefficient de Fresnel en transmission et en puissance, entre le milieu extérieur et la fibre : il faut en effet prendre en compte la réflexion de Fresnel sur l'interface fibre/matière qui diminue légèrement la puissance diffusée.

Puissance diffusée par toutes les particules

La solution rigoureuse pour déterminer la puissance diffusée par la totalité des particules demande de prendre en compte les interactions entre chacune d'entre elles : en effet, le champ incident sur une particule est composé de l'onde plane principale, celle provenant du faisceau laser dans le cas présent, mais aussi des champs diffusés par les autres particules. D'un point de vue numérique, ces calculs sont complexes à mettre en oeuvre, et le temps nécessaire à l'exécution du calcul peut rapidement devenir problématique lorsque le nombre de particules mis en jeu est élevé, car demandant de résoudre le système d'équations linéaires décrivant les interactions entre chaque particule [146], ce qui peut amener à inverser des matrices de taille importante. L'une des principales hypothèses permettant de simplifier le problème est de négliger toutes ces interactions entre particules, la puissance totale diffusée par toutes les particules pouvant alors s'exprimer simplement comme étant la somme des puissances diffusées [147, 148][149, Chap. 3].

Cette hypothèse est souvent accompagnée d'une condition sur la répartition des particules, et divers avis sur cette condition peuvent être retrouvés dans la littérature : par exemple, une hypothèse conservatrice est d'avoir une distance largement supérieure à la longueur d'onde de la lumière [146] quand, à l'inverse, certains évoquent une distance inter-particule suffisante de $0,3\lambda$ [150]. Il existe aussi des critères combinant facteur de taille et fraction volumique de particules [151] ou des conditions sur la fraction surfacique de particules dans un plan ($<15\%$ dans [152]). D'autres sources indiquent qu'une distance de quatre fois le rayon de la particule peut s'avérer suffisante pour pouvoir faire l'hypothèse de la diffusion indépendante [153] ; les paramètres de l'étude concernée étant $\lambda = 0,6283 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} \approx 1 \mu\text{m}$, $n_{\text{part}} = 1,5 + 0,005i$. Il est donc nécessaire de regarder plus en détails les particules générées ici à l'aide du programme et notamment la distance moyenne au plus proche voisin $D_{\text{min,moy}}$ ainsi que le ratio distance minimale moyenne/rayon particule ; ces valeurs pour chaque configuration sont présentées dans le tableau 5.1. Les fractions volumiques de particules (FVP) sont choisies arbitrairement à 0,1, 0,05 et 0,01, tandis que les rayons de particules choisis sont :

- $0,246 \mu\text{m}$, correspondant à un facteur de taille ($2\pi a_{\text{part}}/\lambda$) de 1 pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$;
- $0,123 \mu\text{m}$, facteur de taille de 0,5 pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$;
- $0,18 \mu\text{m}$, valeur intermédiaire entre les deux précédentes, facteur de taille de 0,73 pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$;
- $0,05 \mu\text{m}$, particule de petite taille mais suffisamment grande pour ne pas avoir un nombre trop important de particules lors de l'étude d'un petit volume, facteur de taille de 0,2 pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Ces tailles de particules justifient de plus l'utilisation de la solution générale de la diffusion de Mie, certains couples longueur d'onde/rayon de particules ne permettant pas d'utiliser l'approximation de la diffusion de Rayleigh.

a_{part}	FVP	$D_{\text{min,moy}}$	$D_{\text{min,moy}}/a_{\text{part}}$
0,05	0,01	1,81	36
0,05	0,05	0,99	20
0,05	0,1	0,79	16
0,123	0,01	4,59	37
0,123	0,05	2,65	22
0,123	0,1	2,08	17
0,18	0,01	7,03	39
0,18	0,05	3,94	22
0,18	0,1	3,06	17
0,246	0,01	9,74	40
0,246	0,05	5,30	22
0,246	0,1	4,14	17

TABLEAU 5.1 – Distance moyenne au plus proche voisin $D_{\text{min,moy}}$ et ratio $D_{\text{min,moy}}/a_{\text{part}}$ pour les différents cas étudiés. Valeurs moyennes pour dix générations aléatoires de particules

Dans le plupart des cas, $D_{\min, \text{moy}} > 1,55 \mu\text{m}$, susceptible d'être la plus grande longueur d'onde utilisée lors d'une expérience, les composants pour des longueurs d'onde supérieures étant moins courants. Au vu des valeurs des ratios $D_{\min, \text{moy}}/a_{\text{part}}$, et l'objectif étant d'obtenir un modèle approché et rapide à calculer des effets de la diffusion de Mie, l'hypothèse est faite que la diffusion par une particule est indépendante de la diffusion par une autre. La puissance diffusée par toutes les particules $P_{\text{d,tot}}$ est ainsi la somme des puissances diffusées par chaque particule. Pour obtenir la puissance totale réfléchie P_r , il est nécessaire de sommer les deux contributions (réflexion de Fresnel et diffusion) [152], ce qui conduit à $P_r = P_i F_r + P_{\text{d,tot}}$, avec :

- $P_i F_r$ la puissance réfléchie par réflexion de Fresnel sur le dioptre fibre/matière, calculable à l'aide de F_r , le coefficient de Fresnel en réflexion et en puissance, en incidence normale. La rugosité du dioptre est négligée ;
- $P_{\text{d,tot}}$ la puissance diffusée par toutes les particules. Cette puissance est fonction d'un grand nombre de paramètres (λ , indice des particules, a_{part} , FVP, positions radiales et axiales des particules, diamètre de la fibre), rendant l'identification d'un paramètre difficile à moins de connaître tous les autres.

5.2.3 Application à l'étude d'un milieu époxy/eau

Un phénomène d'intérêt à étudier dans le cadre du suivi d'une pièce composite est la prise en eau de cette dernière, et donc la diffusion de la lumière par des inclusions d'eau dans la résine époxy, les parties réelles des indices optiques des deux milieux étant $n_{\text{eau}} \approx 1,33$ et $n_{\text{epoxy}} \approx 2,9$. Dans ce contexte, l'indice optique de la résine peut être mesuré par un capteur de Fresnel [18], et l'étude du problème de diffusion de la lumière met en jeu un grand nombre de paramètres : fraction volumique de particules, rayon de particules, position des particules dans le milieu, longueur d'onde d'étude et diamètre et type de la fibre utilisée.

Convergence de l'indice calculé

L'indice du milieu calculé à l'aide du modèle de diffusion de Mie dépend de la puissance diffusée par les particules, et par conséquent des positions aléatoires de ces dernières à l'extrémité de la fibre : déterminer un indice représentatif demande donc de calculer un indice moyen basé sur plusieurs répartitions de particules. Pour obtenir une estimation du nombre de répartitions nécessaires, la convergence l'indice est étudiée pour deux cas extrêmes du facteur de taille $2\pi a_{\text{part}}/\lambda$:

- Cas 1 : $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $a_{\text{part}} = 0,05 \mu\text{m}$;
- Cas 2 : $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$ et $a_{\text{part}} = 0,24 \mu\text{m}$.

Le processus d'étude est le suivant :

1. Une répartition aléatoire de particules est générée, permettant de calculer la puissance réfléchie par le milieu et l'indice associé ;
2. Une nouvelle répartition aléatoire de particules est générée, avec les mêmes paramètres

- qu'à l'étape (1), permettant également de calculer la puissance réfléchie par le milieu et l'indice associé ;
3. L'indice moyen des répartitions n°1 et n°2 est calculé, permettant également de calculer l'écart entre cet indice moyen et l'indice basé uniquement sur la première répartition de particules ;
 4. Une nouvelle répartition aléatoire de particules est générée, toujours avec les mêmes paramètres qu'à l'étape (1). L'indice moyen basé sur les n répartitions de particules est calculé, ainsi que l'écart entre l'indice moyen de n répartitions et celui de $n - 1$ répartitions ;
 5. L'étape (4) est répétée jusqu'à atteindre $n = 400$.

La totalité du processus qui vient d'être décrit est ensuite répété quinze fois dans un souci de répétabilité. Les figures 5.6 et 5.7 représentent l'évolution de ces indices moyens en fonction du nombre n de répartitions de particules, ainsi que les écarts entre les indices moyens de n répartitions et ceux de $n - 1$ répartitions. Dans ces deux figures, chaque courbe de couleur correspond à l'un des quinze processus d'étude de la convergence de l'indice.

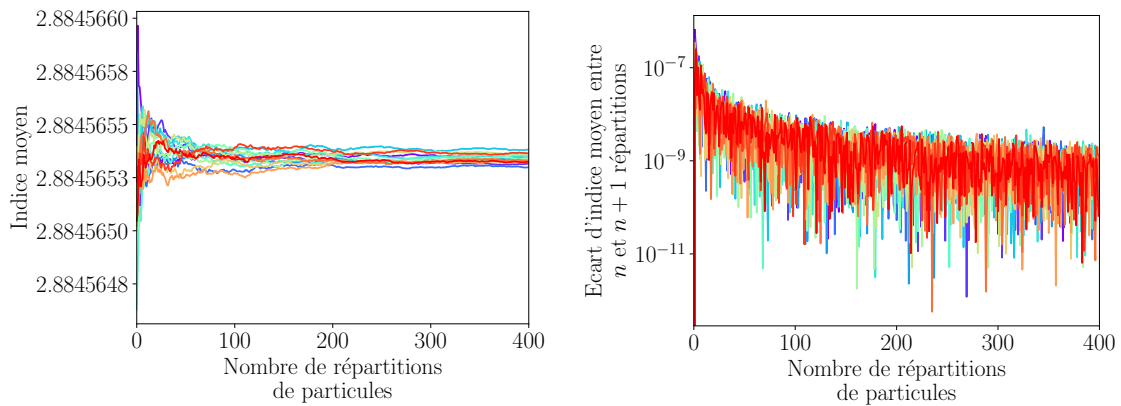


FIGURE 5.6 – Convergence de l'indice moyen calculé, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$,
 $a_{\text{part}} = 0,05 \mu\text{m}$ et ouverture numérique de la fibre = 0,12

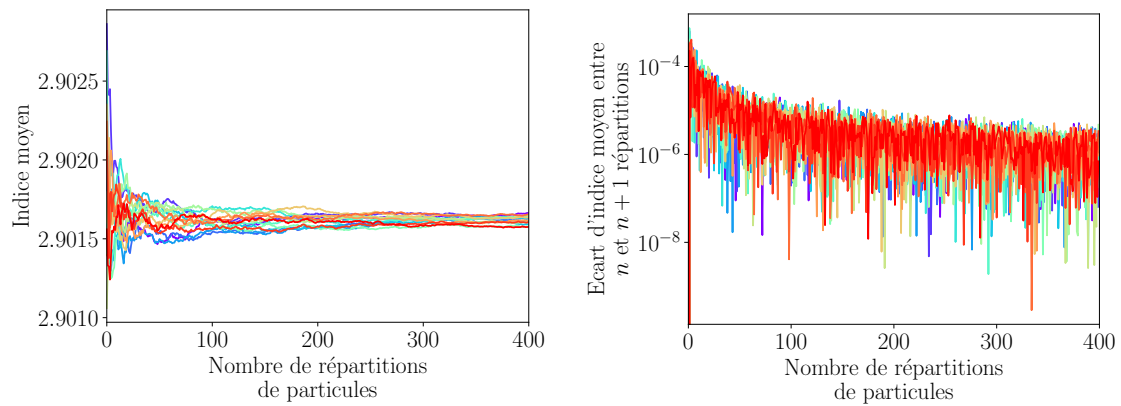


FIGURE 5.7 – Convergence de l'indice moyen calculé, $\lambda = 0,3 \mu\text{m}$,
 $a_{\text{part}} = 0,24 \mu\text{m}$ et ouverture numérique de la fibre = 0,12

Le nombre de répartitions à considérer dépend fortement du facteur de taille : lorsque les particules sont très petites devant la longueur d'onde (figure 5.6), elles diffusent peu la lumière et sont très nombreuses dans le volume étudié. Une ou deux valeurs sont alors suffisantes pour avoir un indice représentatif à 10^{-4} près. À l'inverse, pour un facteur de taille d'environ 5 (figure 5.7), plusieurs dizaines de valeurs sont nécessaires pour obtenir un indice stable à 10^{-4} . Soit δ la différence entre l'indice moyen d'un nombre n répartitions et celui de $n - 1$ répartitions ; pour vérifier la dépendance au facteur de taille, le nombre minimal de répartitions de particules à considérer pour obtenir une différence δ inférieure à 10^{-5} ou 10^{-6} est tracé en fonction de a_{part} et de λ dans la figure 5.8. Si une dépendance au facteur de taille $2\pi a_{\text{part}}/\lambda$ apparaît bel et bien, l'augmentation du facteur de taille correspondant globalement à l'augmentation de n , un comportement plus complexe est aussi observé : des bandes, qui correspondent à des facteurs de taille constants, présentent des valeurs de n plus faibles. C'est par exemple le cas pour un facteur de taille d'environ 1,8, soit sur la droite entre $[a_{\text{part}} = 0,12 ; \lambda = 0,42]$ et $[a_{\text{part}} = 0,38 ; \lambda = 1,32]$. Cette dépendance au facteur de taille est cohérente avec la théorie de Mie : de nombreuses grandeurs décrivant les propriétés de diffusion des particules présentent en effet un tel comportement, comme illustré figure 5.9.

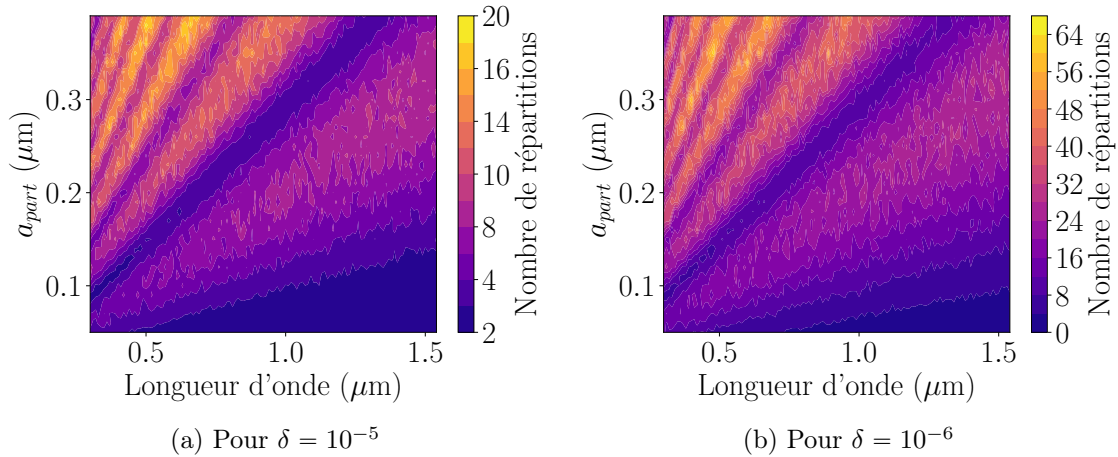


FIGURE 5.8 – Nombre minimal de répartitions de particules à considérer pour obtenir une différence entre l'indice moyen de n répartitions et celui de $n - 1$ répartitions inférieur à δ , en fonction de a_{part} et de λ

Influence du diamètre de la fibre

Pour déterminer l'influence du diamètre de la fibre, les indices optiques sont considérés constants, sans dispersion : $n_{\text{fibre}} = 1,4682$, $n_{\text{eau}} = 1,33$ et $n_{\text{epoxy}} = 2,9$. Trois diamètres de fibre sont étudiés : 8 μm , 50 et 100 μm . La longueur du volume étudié est de 1000 fois la longueur d'onde, et cent répartitions aléatoires de particules sont générées pour calculer un indice moyen à l'aide du modèle de diffusion de Mie. Les indices obtenus sont présentés dans la figure 5.10, pour une fraction volumique de particules de 0,01 (gauche) ou 0,05 (droite).

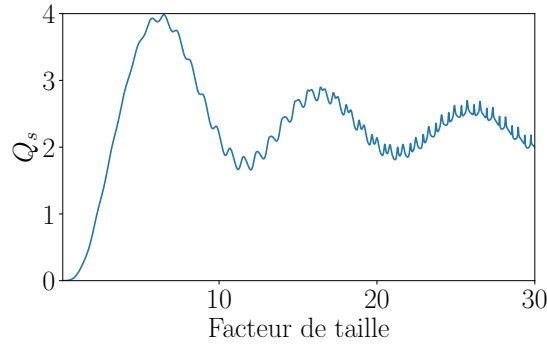


FIGURE 5.9 – Évolution de la section efficace de diffusion Q_s d'une particule d'eau, grandeur caractéristique de la théorie de Mie, en fonction du facteur de taille [12]

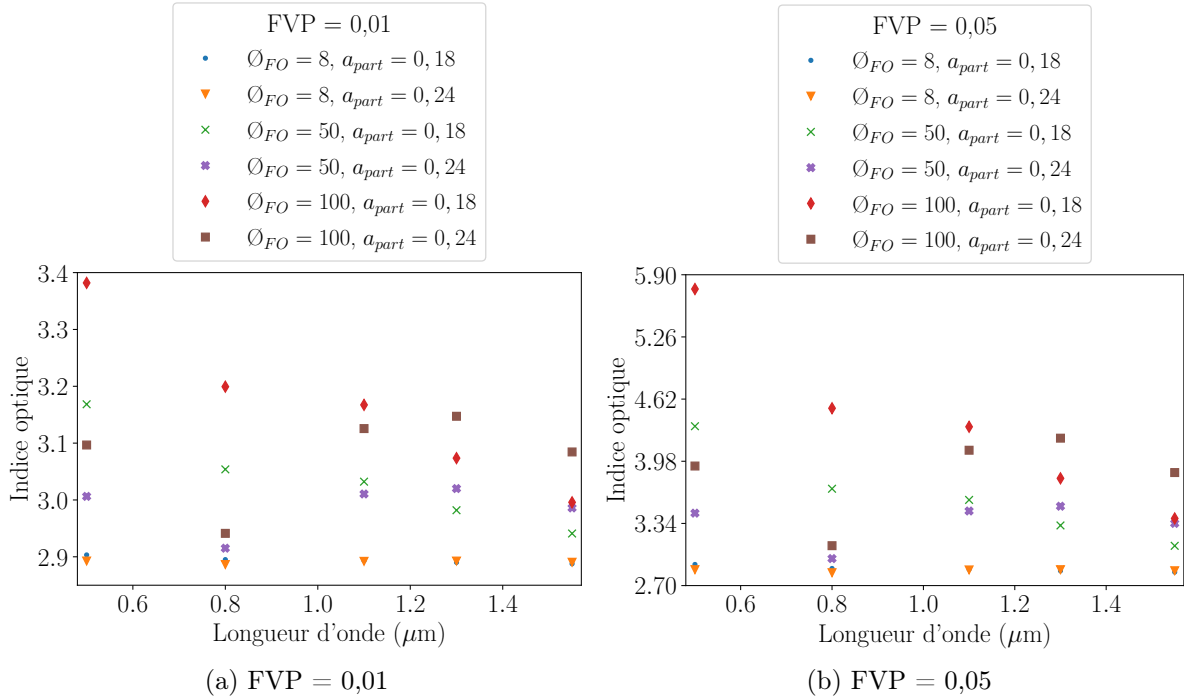


FIGURE 5.10 – Indices calculés à l'aide d'un modèle de diffusion de Mie

Le premier résultat notable obtenu avec ce modèle prenant en compte la diffusion de Mie est un comportement opposé à celui prédit par les théories des milieux effectifs classiques, tels que le modèle de Bruggeman ou le modèle de Maxwell-Garnett. En effet, pour un milieu d'indice $n_2 = 2,9$ et contenant des particules d'eau, d'indice optique $n_{part} = 1,33$, ces modèles prédisent une diminution de l'indice effectif avec la présence d'eau dans la résine. À l'inverse, dans ce modèle de diffusion, la présence de particules d'eau augmente la puissance réfléchie; cette augmentation est d'autant plus importante que le nombre de particules dans le volume, et donc la teneur en eau, est grande. Dans les formules du capteur Fresnel utilisées pour remonter à l'indice effectif du milieu, cette augmentation de la puissance réfléchie est interprétée comme étant causée par l'augmentation de la différence entre l'indice de la fibre et l'indice du milieu à l'extrémité de

cette dernière ; cela correspond ici à une augmentation de l'indice effectif avec la teneur en eau du milieu, résultat opposé à celui prédit par la théorie des milieux effectifs. Concernant les valeurs d'indices calculées, en présence de particules de grande taille devant la longueur d'onde avec une rétrodiffusion importante, l'indice calculé est supérieur à 5, valeur incohérente et qui montre que les formules simples du capteur de Fresnel utilisées jusqu'ici sont inadaptées pour tirer des informations complémentaires sur les inclusions ; les raisons derrière ces résultats seront discutées plus tard dans ce chapitre.

Un autre point d'intérêt est que la distance à partir de laquelle la contribution des particules devient négligeable est fortement dépendante du diamètre de la fibre utilisée, comme illustré figures 5.11a à 5.11c : ces figures représentent l'évolution de l'indice calculé lorsque seule la puissance diffusée par les particules situées entre $z_{\text{part}} = 0$ et $z_{\text{part}} = z/\lambda$ est considérée, pour cent répartitions aléatoires de particules (une répartition par couleur de courbe). Avec une fibre avec un cœur de $8 \mu\text{m}$ de diamètre, la puissance réfléchie est quasiment stable à partir de 200 fois la longueur d'onde, ce qui se traduit par une différence moyenne entre l'indice calculé à 200λ et à 1000λ de $9,2 \times 10^{-5}$ pour le cas présenté. Pour une fibre avec un cœur de $50 \mu\text{m}$, il faut attendre 600 fois la longueur d'onde pour voir un début de stabilisation, mais l'écart moyen entre l'indice à 600λ et à 1000λ est dans ce cas encore de $9,4 \times 10^{-3}$; cet écart est réduit à $5,7 \times 10^{-4}$ en comparant les indices à 800λ et à 1000λ . En effet, une fibre avec un large cœur présente une surface d'intégration maximale plus importante, permettant d'intégrer l'irradiance diffusée par des particules lointaines sur une surface plus importante que ne le permet une fibre de $8 \mu\text{m}$, augmentant donc mathématiquement la contribution de ces particules sur l'indice calculé.

Étude spectroscopique, avec et sans dispersion

Deux études spectroscopiques sont ensuite réalisées, à l'aide de 374 valeurs de longueurs d'onde entre $0,3 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$, la fraction volumique de particules étant fixée à 0,05. Dans un premier temps, les indices optiques sont fixés à $n_{\text{fibre}} = 1,4682$, $n_{\text{eau}} = 1,33$ et $n_{\text{epoxy}} = 2,9$ pour bien visualiser les effets de la longueur d'onde. La dispersion sera prise en compte dans une deuxième étude à l'aide de valeurs réelles d'indices pour l'eau et la fibre. D'un point de vue mathématique, la longueur du volume étudié n'influe que sur le nombre de particules et donc sur la puissance réfléchie. Les valeurs calculées d'indices optiques sont donc dépendantes de ce paramètre, mais la forme de la courbe $n_{\text{calc}} = f(\lambda)$ devrait rester la même pour différents volumes. Le nombre de cas à traiter étant important (environ 3000 au total, avec 100 essais par cas), le volume étudié est restreint à une fibre avec un cœur de $8 \mu\text{m}$ de diamètre sur une longueur de 200 fois la longueur d'onde afin de gagner en temps de calcul. Les indices calculés sont présentés dans la figure 5.12.

L'étude spectroscopique permet de mettre en évidence la forte dépendance des résultats à la longueur d'onde utilisée, comme attendu dans le cadre de la diffusion de Mie. La rétrodiffusion a tendance à être plus importante lorsque le rayon des particules est grand devant la longueur utilisée, augmentant la puissance réfléchie et donc l'indice calculé. À l'inverse, lorsque les

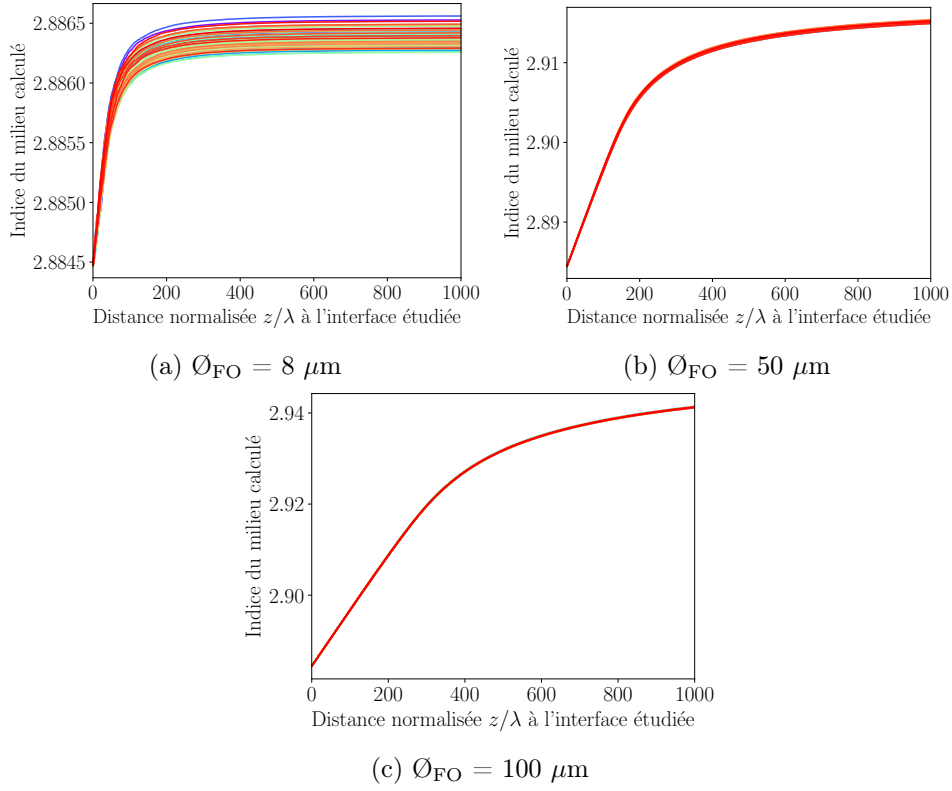


FIGURE 5.11 – Évolution de l'indice calculé en fonction de la distance normalisée à l'interface considérée ; chaque couleur de courbe correspond à une des cent distributions aléatoire de particules. Paramètres : $\lambda = 0,8 \mu\text{m}$, $a_{\text{part}} = 0,18 \mu\text{m}$, $\text{FVP} = 0,01$ et différents diamètres de fibre

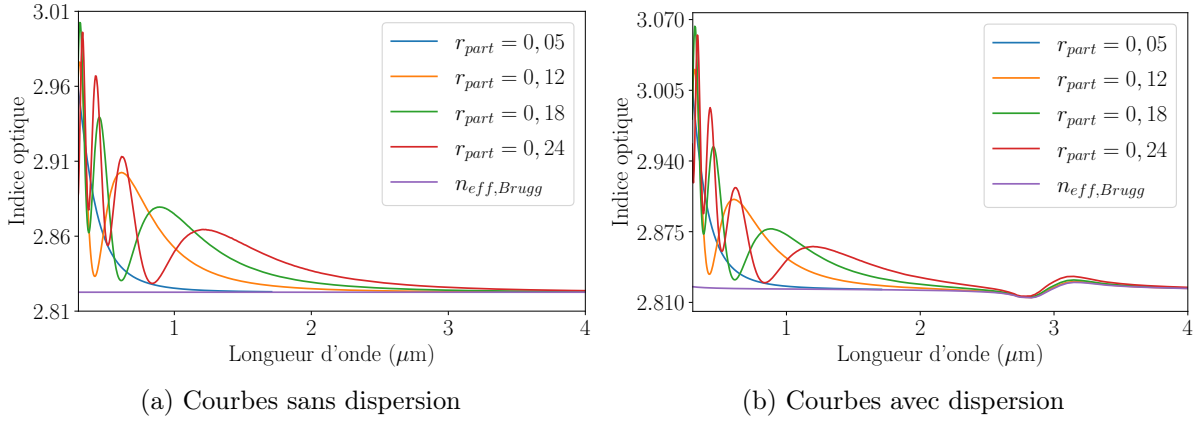


FIGURE 5.12 – Indices déduits de la puissance réfléchie calculée à l'aide d'une modèle de diffusion de Mie

particules deviennent petites devant la longueur d'onde, cette rétro-diffusion devient négligeable et l'indice calculé tend alors vers celui prédit par les modèles de Bruggeman ou de Maxwell-Garnett. Pour des particules de $0,05 \mu\text{m}$ de rayon, l'effet de la diffusion devient négligeable dès l'entrée dans le proche infrarouge, l'écart relatif entre l'indice calculé via le modèle de Mie et celui issu de la théorie des milieux effectifs passant sous les 0,1% à partir de $\lambda = 991 \text{ nm}$. Pour la

longueur d'onde généralement employée de 1550 nm, cet écart relatif est de seulement 0,02%. À cause des tailles de particules choisies, et lorsque la partie complexe est prise en compte, l'effet de la bande d'absorption de l'eau autour 3 μm sur l'indice calculé est prédominant devant l'effet de la diffusion.

Discussion sur la pertinence des résultats

Les valeurs incohérentes des indices calculés avec le modèle de diffusion de Mie peuvent en partie s'expliquer par le fait que la théorie des milieux effectifs est seulement applicable pour des inclusions petites devant la longueur d'onde, car étant basée sur une approximation quasi-statique du champ électrique à l'intérieur des inclusions [14]. L'indice effectif du milieu n'a donc plus de sens dans certains cas et, comme le note CROSS [154], « la valeur calculée ne peut pas être interprétée comme ayant une signification physique réaliste ». Ce même auteur note également que « les théories des milieux effectifs requièrent que n_{eff} soit proportionnel à la fraction volumique d'inclusions, ce qui est attendu dans une expérience. Néanmoins, dans les nano-composites, cette simple proportionnalité n'est pas toujours strictement respectée et des indices optiques anormaux ont déjà été observés » [154]. Une partie de l'erreur sur l'indice peut aussi être causée par le modèle de calcul de la puissance et de recouplage de la lumière diffusée, basé ici sur l'éclairement du cœur de la fibre. Une comparaison avec un modèle en champs basé sur le recouplage des modes s'avèrera utile, notamment pour le cas d'une fibre monomode.

L'inapplicabilité du modèle du capteur de Fresnel dans certaines situations fait écho à l'erreur faite lorsque l'indice optique d'un milieu fortement absorbant est mesuré à l'aide des formules classiques sans prendre en compte la présence d'une partie complexe dans l'indice. Dans le cas extrême comme l'or, où la partie complexe est prédominante, la réflectance de plus de 98% dans le domaine du proche infrarouge conduit, si la simple formule du capteur de Fresnel est utilisée, à un indice du milieu supérieur à 500, valeur évidemment fausse : le capteur de Fresnel et les formules utilisées en conséquence « voient » une réflectance équivalente du milieu, sans se soucier de la contribution de l'absorption, de la diffusion ou d'autres phénomènes sur cette réflectance. La figure 5.13 présente les puissances réfléchies ayant permis d'obtenir les indices de la figure 5.12a ; cela correspond également aux fractions effectives de lumière réfléchie, la puissance incidente étant unitaire. Le plus grand écart relatif entre la réflectivité du milieu dans le modèle de Bruggeman et celle, à la même longueur d'onde, d'un milieu comportant des particules est de 15%. Ces variations de réflectivité observées durant l'étude spectroscopique sont cohérentes avec ce qui peut être trouvé dans la littérature : à une longueur d'onde fixe et en fonction de la taille des particules, les variations de réflectance peuvent facilement dépasser 50% [141, 142, 155].

Il est donc nécessaire de distinguer deux régimes distincts dans cette étude :

- Celui où la théorie des milieux effectifs permet de décrire l'indice effectif du milieu. La prise en compte des effets de la diffusion n'est alors pas nécessaire, les effets étant négligeables ;
- Celui où la théorie des milieux effectifs n'est plus applicable et où les effets de la diffusion sur la puissance réfléchie sont prédominants. Le modèle simple du capteur de Fresnel n'est

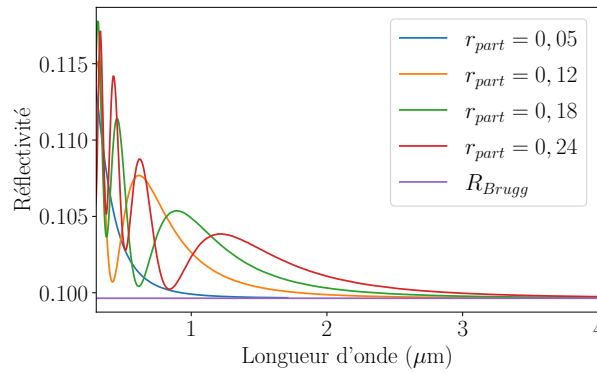


FIGURE 5.13 – Réflectivité de l'interface entre une fibre de 8 μm de diamètre et un mélange résine époxy contenant des charges/eau (5% d'eau, sans dispersion), avec diffusion de la lumière

alors pas adapté pour obtenir des informations supplémentaires sur le milieu, et il est alors nécessaire de considérer une résolution plus rigoureuse du problème inverse.

Dans le cadre de l'étude de la diffusion d'eau dans une résine époxy, les molécules d'eau sont présentes dans les micro-volumes libres entre les chaînes macromoléculaires de la résine époxy ou au niveau de sites hydrophiles présents dans ces chaînes, les molécules d'eau pouvant interagir pour former des liaisons hydrogène. La taille des « particules » d'eau est donc généralement inférieure à celle des particules étudiées ici, car de la taille de quelques molécules d'eau au maximum : le modèle de diffusion de Mie mis en place ici prédit que l'effet de la diffusion de la lumière par les particules sera alors négligeable, même pour des longueurs d'ondes dans le visible, et que l'indice effectif du milieu peut être décrit par la théorie des milieux effectifs. Cette étude confirme donc que les variations d'indices observées par GRANGEAT *et al.* [18] lors de la prise en eau d'une éprouvette de résine époxy sont bien uniquement liées à la fraction d'eau et non pas à la diffusion de la lumière.

5.3 Étude du problème inverse de diffusion de Mie

Lorsque la théorie des milieux effectifs n'est plus applicable, résoudre le problème inverse pour obtenir des informations supplémentaires sur les inclusions dans le milieu ne peut plus être fait à l'aide d'une simple formule analytique et demande de mettre en oeuvre une nouvelle méthodologie. La puissance réfléchie, et par conséquent l'indice effectif calculé, dépend en effet d'une multitude de paramètres, notamment les positions aléatoires des particules dans le volume étudié à l'extrémité de la fibre. Un cas simple de problème à inverser est ici considéré : le milieu à l'extrémité de la fibre est supposé constitué d'une matrice et d'inclusions de rayon identique, dont les indices optiques sont connus. L'indice effectif du milieu n_{exp} est calculé en se basant sur sa réflectance effective, mesurée à 1550 nm à l'aide d'une fibre optique dont les caractéristiques opto-géométriques sont connues ; les paramètres qui restent à déterminer sont la fraction volumique

de particules FVP et le rayon des particules a_{part} . Une solution simple est d'utiliser le modèle de diffusion de Mie précédemment décrit et de réaliser une recherche exhaustive en calculant l'indice théorique n_t associé à tous les couples (FVP, a_{part}) possibles : le couple optimal de paramètres qui correspond le mieux à l'indice n_{exp} sera alors celui permettant d'obtenir l'écart $\delta = |n_t - n_{\text{exp}}|$ minimal. Cette méthode simple à mettre en oeuvre souffre en revanche d'un défaut majeur, le nombre de cas à traiter : obtenir un écart δ réduit demande une discrétisation des valeurs possibles de FVP et a_{part} avec un pas très faible, augmentant mathématiquement le nombre de calculs. De plus, rajouter des inconnues au problème, par exemple en remplaçant le rayon a_{part} unique par une distribution gaussienne caractérisée par sa moyenne et son écart-type, augmente également le nombre de configurations possibles. Déterminer la fraction volumique et le rayon des particules par l'écart δ est donc faisable à condition de diminuer le nombre de cas à étudier numériquement, tout en permettant de facilement adapter le nombre de paramètres inconnus du problème.

Une solution possible est d'utiliser un plan d'expérience complet, en effectuant le calcul de n_t pour un nombre limité de configurations ; les valeurs de n_t pour les autres combinaisons sont ensuite obtenues par interpolation à partir des données disponibles. Cette méthode est utile lorsque la fonction numérique est longue à calculer, comme dans le cas d'un problème d'optimisation de la réponse dynamique d'une structure composite par la méthode des éléments finis [156]. Le problème étudié ici est un problème de minimisation d'une fonction, l'écart $|n_t - n_{\text{exp}}|$, problème pouvant être résolu à l'aide de nombreux algorithmes d'optimisation. L'un d'eux est l'algorithme d'optimisation par essaim de particules, ou PSO (*Particle Swarm Optimization*) [157, 158] : cet algorithme est facile à mettre en oeuvre, utilisable sur des fonctions avec des extrêmes locaux comme les fonctions d'Ackley ou de Rastrigin, facilement adaptable en fonction du nombre de variables et de par son fonctionnement répond parfaitement à la problématique de réduction du nombre de calculs. Ce type d'algorithme est utilisable même lorsque la fonction coût évolue au cours du temps, comporte une part d'aléatoire ou que les données sont bruitées [159-163]. De plus, quand comparé à d'autres types d'algorithmes d'optimisation, le PSO peut facilement offrir de meilleures performances en termes de temps de calcul et de qualité de la solution [164-166]. Ces caractéristiques font du PSO un algorithme ayant de nombreuses applications dans des domaines variés (environnement, santé, industrie, économie) [167], notamment dans le secteur de l'énergie et des micro-réseaux [159, 168, 169], mais aussi en chimiométrie [170], pour le positionnement optimal de structures [171, 172] ou encore des problèmes de dimensionnement [173].

5.3.1 Résolution par recherche exhaustive

La recherche exhaustive est une méthode simple à mettre en oeuvre et qui permet d'obtenir une première estimation des résultats, qui seront comparés à ceux issus du PSO. Le système de départ considéré est un mélange époxy-eau, avec $n_{\text{eau}} = 1,33$, $n_{\text{epoxy}} = 2,9$, FVP=0,05, $a_{\text{part}} = 0,246$ et une fibre avec un cœur de $8 \mu\text{m}$ de diamètre et un indice $n_c = 1,4682$ à 1550 nm . L'indice de ce milieu n_{inv} à inverser pour remonter aux paramètres d'entrées du problème est obtenu à l'aide du modèle de diffusion de Mie précédemment décrit (résultats de la figure 5.12a).

L'écart $|n_t - n_{inv}|$ est calculé pour un nombre de cas restreint : les valeurs possibles de rayon et de fraction volumique sont discrétisées avec un pas de 0,01, pour un total de 310 cas. L'indice n_t est basé pour chaque cas sur la moyenne de cent générations de particules, pour une durée totale de calcul de quarante minutes. La représentation 2D de la figure 5.14 permet de se rendre compte que pour tous les rayons de particules, il existe une fraction volumique permettant d'avoir un écart d'indice réduit. Les figures 3D mettent en évidence la distribution complexe de $|n_t - n_{inv}|$, sous la forme d'une vallée présentant plusieurs extrêmes locaux. En se basant uniquement sur ces quelques centaines de valeurs, le couple optimal de paramètres déterminé par recherche exhaustive est $a_{part} = 0,34$ et $FVP = 0,05$, pour $|n_t - n_{inv}| = 0,0005$. Si la fraction volumique correspond bien au cas étudié dans la figure 5.12a, le rayon des particules déterminé présente en revanche un écart relatif de 28% avec la valeur attendue de 0,246.

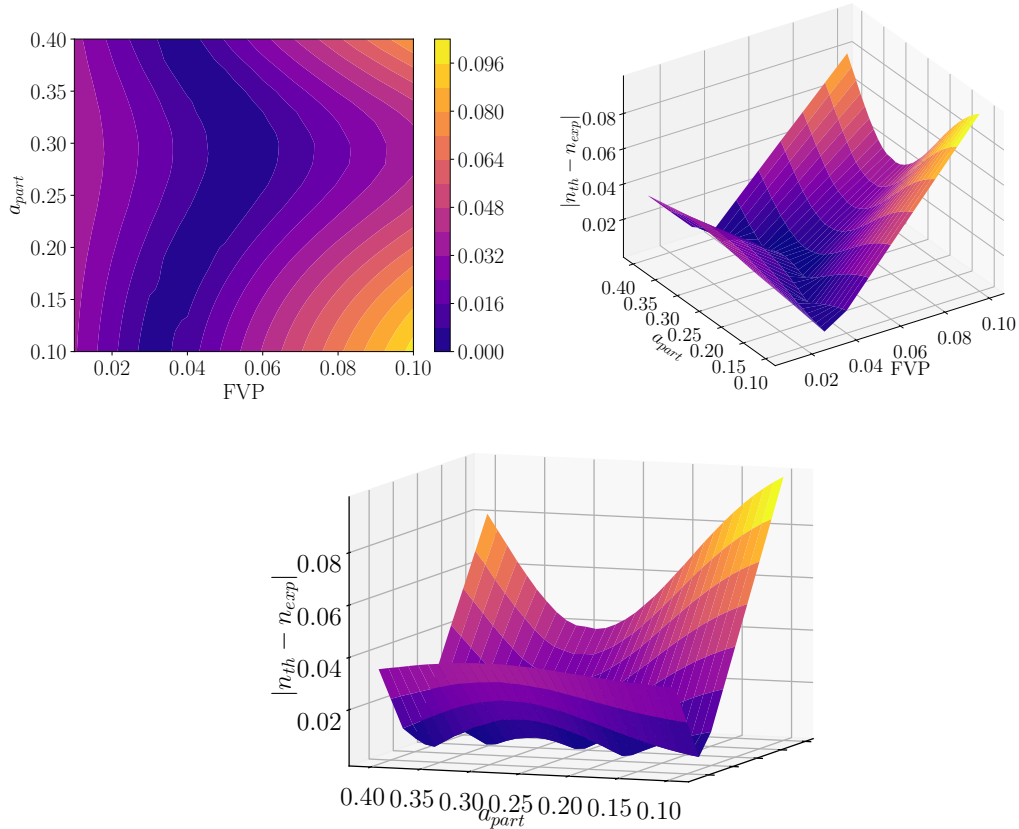


FIGURE 5.14 – Écart $|n_t - n_{exp}|$ pour différents couples (a_{part}, FVP)

5.3.2 Résolution à l'aide d'un algorithme PSO

L'algorithme PSO est basé, comme son nom l'indique, sur un essaim de particules qui peuvent circuler dans l'espace des paramètres ; les trajectoires des particules dans l'espace de recherche sont définies par leurs propres performances et celles de leurs voisins vis-à-vis de la fonction à minimiser [170]. À chaque particule p_i est associée un vecteur position x_i , représentant un jeu de paramètres possibles dans l'espace de recherche. À cette position est associé un coût, défini

par $f(x_i)$, la fonction coût à minimiser. Pour chaque particule, le jeu de paramètres permettant d'obtenir le meilleur résultat est appelé $p_{b,i}$ (*personal best*), tandis que celui permettant d'obtenir le meilleur résultat pour l'ensemble des particules est désigné g_b (*global best*). L'évolution de la position d'une particule entre l'itération t et $t + 1$ est donnée par $x_i(t + 1) = x_i(t) + v_i(t + 1)$, avec :

$$v_i(t + 1) = \omega v_i(t) + c_1(p_{b,i} - x_i(t))\mathbf{R}_1 + c_2(g_b(t) - x_i(t))\mathbf{R}_2 \quad (5.14)$$

où $v_i(t)$ est le vecteur vitesse à l'itération t , ω l'inertie à décroissance linéaire [170]. c_1 et c_2 sont les constantes d'accélération, qui décrivent la pondération entre l'exploration autour $p_{b,i}$ et la convergence vers g_b : lorsque $c_1 > c_2$, les particules vont plutôt avoir tendance à explorer les alentours de leur *personal best*, tandis que pour $c_2 > c_1$ les particules convergeront plus rapidement vers le *global best*. Les valeurs ici choisies sont $c_1 = c_2 = 2$, car adaptées à la plupart des cas [170]. $\mathbf{R}_1$ et $\mathbf{R}_2$ sont deux matrices diagonales de nombres générés aléatoirement selon une distribution uniforme entre 0 et 1, qui permettent une évolution aléatoire de la vitesse de la particule. La composition du vecteur vitesse est illustrée figure 5.15. L'algorithme est stoppé une fois qu'un critère d'arrêt est atteint, le plus simple étant un nombre maximal d'itérations, mais d'autres critères peuvent être trouvés dans [174]. La convergence du PSO se traduit par la convergence des particules autour du *global best*, comme illustré dans les figures 5.16a et 5.16b.

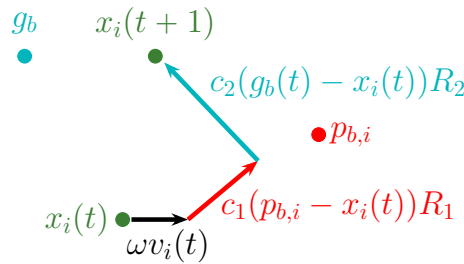


FIGURE 5.15 – Évolution de la position de p_i entre deux itérations

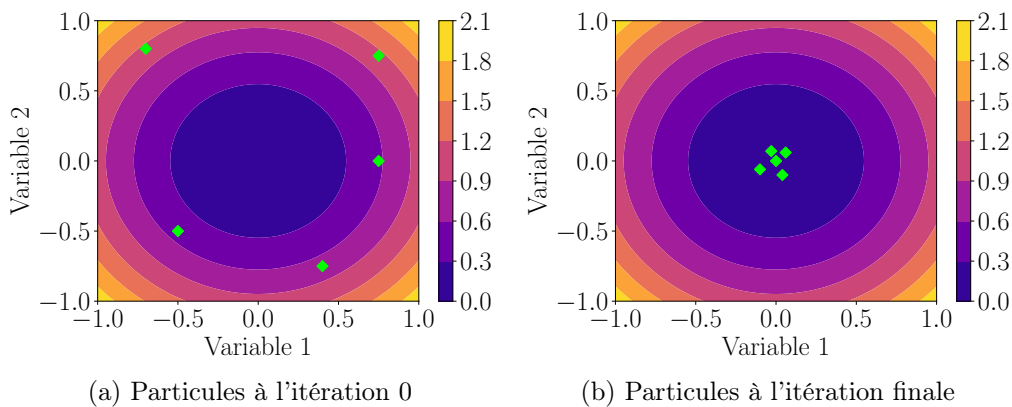


FIGURE 5.16 – Exemple de PSO pour la minimisation d'une fonction à deux variables ($f = x^2 + y^2$), particules en vert

Le PSO implémenté en Python est détaillé au travers du pseudo-code de la figure 5.17. Pour valider le bon fonctionnement de l'algorithme, ce dernier est testé sur diverses fonctions couramment utilisées pour éprouver les algorithmes d'optimisation [175], avec dix tests par fonction. Le PSO a été à chaque fois en mesure de retrouver les paramètres optimaux permettant de minimiser la fonction ; les derniers résultats obtenus pour les différentes fonctions sont présentés dans le tableau 5.2.

Données : f la fonction coût à minimiser, N_{part} le nombre de particules, $CritStop$ les critères d'arrêts, ω l'inertie à décroissance linéaire, c_1 et c_2 les constantes d'accélération, $\mathbf{R}_1$ et $\mathbf{R}_2$ les matrices aléatoires, $\mathbf{M}_C$ la matrice des contraintes délimitant l'espace de recherche

Sorties : Paramètres optimaux, coût associé aux paramètres optimaux

pour chaque *particule* $p_i \in N_{part}$ **faire**

- Initialiser le vecteur position $x_i(0)$ de la particule p_i en respectant $\mathbf{M}_C$
- Initialiser son *personnal best* : $p_{b,i}(0) = x_i(0)$
- Initialiser le vecteur vitesse de la particule : $v_i(0) = 0$
- Calculer le coût de la particule : $f(x_i(0))$
- si** $f(x_n(0)) \leq f(x_i(0)), \forall n \neq i$ **alors**
 - Initialiser le *global best* : $g_b(0) = x_n(0)$
- fin si**

fin pour chaque

tant que $CritStop$ *n'est pas respecté* **faire**

- pour chaque** *particule* $p_i \in N_{part}$ **faire**
 - Actualiser le vecteur vitesse de p_i :

$$v_i(t+1) = \omega v_i(t) + c_1(p_{b,i} - x_i(t))R_1 + c_2(g_b(t) - x_i(t))R_2$$
 - Actualiser le vecteur position de la particule p_i : $x_i(t+1) = x_i(t) + v_i(t+1)$
 - Vérifier les contraintes et mettre à jour la position et vitesse si nécessaire
 - Calculer le coût de la particule : $f(x_i(t+1))$
 - si** $f(x_i(t+1)) \leq f(p_{b,i})$ **alors**
 - Actualiser le *personnal best* : $p_{b,i} = x_i(t+1)$
 - fin si**
 - si** $f(x_i(t+1)) \leq f(g_b)$ **alors**
 - Actualiser le *global best* : $g_b = x_i(t+1)$
 - fin si**
- fin pour chaque**
- Actualiser $CritStop$

fin tq

retourner $g_b, f(g_b)$

FIGURE 5.17 – Algorithme d'optimisation par essaim de particules [170]

L'algorithme PSO est ensuite utilisé pour déterminer les paramètres (FVP, a_{part}) permettant d'obtenir l'indice n_{inv} , qui est le même que celui utilisé dans la recherche exhaustive. À chaque itération, pour chaque particule, une valeur de n_t est calculée à l'aide du modèle de diffusion de Mie précédemment décrit. Chaque appel à cette fonction génère une nouvelle distribution aléatoire de particules qui correspond à un couple rayon/fraction volumique de particule. La fonction coût $|n_t - n_{inv}|$ comporte donc une part d'aléatoire, car étant dépendante des positions des particules

Fonction	Paramètres optimaux calculés	Coût associé	Durée
Ackley	$[1,54 \times 10^{-8}; -2,76 \times 10^{-8}]$	$8,95 \times 10^{-8}$	0,591s
Rastrigin 2D	$[1,03 \times 10^{-7}; 1,16 \times 10^{-7}]$	$4,51 \times 10^{-12}$	0,37s
Rastrigin 3D	$[-2,83 \times 10^{-7}; -6,5 \times 10^{-7}; 5,43 \times 10^{-7}]$	$1,58 \times 10^{-10}$	0,529s
Matyas	$[-6,17 \times 10^{-8}; 1,06 \times 10^{-7}]$	$7,03 \times 10^{-15}$	0,309s
Beale	$[3,00000; 0,50000]$	$3,43 \times 10^{-15}$	0,344s
Rosenbrock 2D	$[1,00007; 1,00013]$	$5,52 \times 10^{-9}$	0,288s
Rosenbrock 3D	$[0,99999; 0,99999; 1,00001]$	$6,46 \times 10^{-8}$	0,453s
McCormick ^a	$[-0,54719; -1,54720]$	-1,91322	0,318s

TABLEAU 5.2 – Résultats obtenus à l’aide du PSO sur des fonctions tests

a. Seule fonction testée dont le minimum attendu est différent de zéro

générées aléatoirement. Pour évaluer la sensibilité du PSO à cette part d’aléatoire, l’algorithme est exécuté 500 fois, les paramètres choisis du PSO font que le nombre d’appel à la fonction permettant de calculer n_t est divisé par 10 par rapport à la recherche exhaustive. La durée moyenne d’exécution est de 2 minutes et 20 secondes, soit environ 17 fois plus rapide que la recherche exhaustive. Le rayon moyen des particules déterminé, la fraction volumique moyenne, ainsi que les écarts-types associés sont présentés dans le tableau 5.3. La fraction volumique moyenne de particules déduite par le PSO, $FVP_{\text{PSO}} = 0,050$, comme pour la recherche exhaustive, correspond à la valeur attendue. Le rayon moyen déduit par le PSO, $a_{\text{PSO}} = 0,2523$, présente ainsi un écart relatif de 2,5% avec le rayon attendu. Les meilleurs paramètres déduits parmi toutes les exécutions du PSO sont $a_{\text{part}} = 0,2466$, $FVP = 0,0499$, pour un écart $|n_t - n_{\text{inv}}| = 8,43 \times 10^{-5}$. L’intervalle 3σ donne quant à lui une estimation de l’incertitude sur la valeur de a_{part} et de FVP.

Paramètre	Valeur théorique	Moyenne PSO	σ	3σ
FVP	0,05	0,0500	0,0045	0,00135
a_{part}	0,2466	0,2523	0,0321	0,096

TABLEAU 5.3 – Valeurs théoriques FVP et a_{part} , et résultats obtenus à l’aide du PSO pour l’inversion de l’indice n_{inv}

Pour une comparaison plus adéquate avec la recherche exhaustive, il est intéressant de regarder les valeurs obtenues grâce aux seize premiers PSO exécutés en quarante minutes, soit une durée similaire à la recherche exhaustive : $FVP_{\text{PSO}} = 0,0504$ et $a_{\text{PSO}} = 0,2579$, soit un écart relatif de 4,76% avec le rayon attendu, des résultats proches de ceux obtenus sur les 500 exécutions du PSO.

5.3.3 Influence d’un bruit de mesure

Pour étudier l’influence d’un bruit de mesure sur les paramètres déterminés à l’aide de l’algorithme PSO, une méthodologie similaire à celle du chapitre 3 est utilisée :

1. La puissance réfléchiée par le dioptre fibre/air $P_{\text{r,air}}$ est d’abord calculée à l’aide de l’équation à l’aide du coefficient de Fresnel en incidence normale, sans dispersion, pour une

puissance incidente unitaire. Un bruit blanc b est ensuite appliqué pour simuler des résultats expérimentaux : $P_{r,b,air} = P_{r,air} + b$, où b est tiré aléatoirement et selon une distribution uniforme dans l'intervalle $[-b_{max}; b_{max}]$ avec b_{max} égal à un certain pourcentage de P_r , entre 0,1% et 10%. Quinze valeurs de puissances bruitées sont ainsi générées pour simuler quinze mesures expérimentales ;

2. Pour un mélange époxy-eau avec $n_{eau} = 1,33$, $n_{epoxy} = 2,9$, $FVP=0,05$, $a_{part} = 0,246$ et fibre SMF à 1550 nm d'indice $n_c = 1,4682$, la puissance réfléchie par le dioptré fibre/milieu P_{r,n_2} est calculée à l'aide du modèle de diffusion de Mie développé, pour une puissance incidente unitaire. Quinze valeurs de puissances bruitées sont générées de la même manière qu'à la première étape ;
3. Les puissances bruitées moyennes réfléchies par l'air et par le milieu sont utilisées pour calculer l'indice du milieu à l'extrémité de la fibre à l'aide de l'équation ;

$$n_{calc} = \begin{cases} n_f \frac{1-\eta}{1+\eta} & \text{si } n_2 < n_f \\ n_f \frac{1+\eta}{1-\eta} & \text{si } n_2 > n_f \end{cases} \quad \text{avec } \eta = \frac{n_f - n_{air}}{n_f + n_{air}} \sqrt{\frac{P_{r,n_2}}{P_{r,air}}} \quad (5.15)$$

4. Les trois étapes précédentes sont répétées 500 fois, pour obtenir 500 indices bruités.

Pour vérifier s'il est toujours possible de remonter aux données d'entrées du problème, ces 500 indices bruités ainsi obtenus sont inversés en exécutant une seule fois le PSO sur chacun d'entre eux. Les résultats présentés dans le tableau 5.4 montrent que les valeurs moyennes de rayon et de fraction volumique obtenues avec le PSO sont logiquement proches de celles attendues, le bruit moyen étant de 0% au vu de la méthode utilisée pour le générer. Les valeurs des écarts-types σ sont également du même ordre de grandeur que lors de l'inversion des 500 indices non-bruités, même pour un bruit de 10% : l'incertitude sur le rayon ou la fraction volumique des particules lors de la résolution du problème inverse semble donc majoritairement liée à la présence d'une composante aléatoire dans la fonction permettant de calculer n_t .

Pour confirmer cette hypothèse, le PSO est modifié pour utiliser dans la fonction coût, à chaque particule et à chaque itération, une valeur moyenne de n_t basée sur plusieurs répartitions aléatoires de particules. En exécutant l'algorithme 500 fois pour inverser le même indice n_{inv} que lors de la recherche exhaustive, les paramètres optimaux déduits sont $FVP = 0,0499$ et $a_{part} = 0,2492$, soit un écart relatif de 1,02% avec le rayon attendu. Les écarts-type sur le rayon ($\sigma_{a_{part}} = 0,0277$) et sur la fraction de volumique ($\sigma_{FVP} = 0,0040$) sont réduits de 16% et de 14%, respectivement, par rapport aux résultats de la section 5.3.2. La réduction de l'intervalle 3σ n'étant pas significative pour un temps de calcul en revanche largement multiplié (équivalent à la recherche exhaustive par exécution du PSO), il est donc plus pertinent d'exécuter le PSO en se contentant d'un n_t basé sur une seule répartition de particules.

Bruit	Paramètres	Moyenne	σ	3σ
0,1%	FVP	0,499	0,0046	0,0138
	a_{part}	0,2514	0,0321	0,0964
0,5%	FVP	0,0496	0,0047	0,0141
	a_{part}	0,2485	0,0315	0,0945
1%	FVP	0,0499	0,0050	0,0150
	a_{part}	0,2513	0,0310	0,0930
2%	FVP	0,0498	0,0064	0,0192
	a_{part}	0,2497	0,0313	0,0940
5%	FVP	0,0493	0,0115	0,0344
	a_{part}	0,2482	0,0312	0,0938
10%	FVP	0,0491	0,0164	0,0491
	a_{part}	0,2499	0,0334	0,1003

TABLEAU 5.4 – Paramètres obtenus à l’aide du PSO pour différents niveaux de bruit

5.4 Conclusion sur la diffusion de la lumière

Les résultats de la section 5.2 montrent que, dans le cas d’inclusions petites devant la longueur d’onde, l’erreur sur l’indice optique calculé sans prendre en compte la diffusion est négligeable. Le modèle simple du capteur de Fresnel est alors adapté pour décrire l’indice effectif, étant basé sur la théorie des milieux effectifs : dans le cadre de la prise en eau d’une résine époxy, l’effet de la diffusion de la lumière par des particules est négligeable à 1550 nm, en accord avec les résultats de GRANGEAT *et al.* [18], la variation d’indice observée étant bien uniquement due à la présence d’eau dans la résine et non pas à la diffusion de la lumière. Lorsque la théorie des milieux effectifs n’est plus valable, les formules simples du capteur de Fresnel ne sont plus applicables et un modèle prenant en compte la diffusion de la lumière est alors nécessaire pour obtenir des informations supplémentaires sur les particules à l’extrémité de la fibre ; un tel modèle a été développé en faisant l’hypothèse d’une diffusion indépendante de la lumière par les particules. Les indices optiques calculés, basés sur la réflectance effective du milieu à l’extrémité de la fibre, confirment que cet indice n’a plus de signification physique.

Obtenir des informations supplémentaires sur les particules demande alors de considérer le problème inverse de manière plus approfondie : le grand nombre de paramètres mis en jeu ainsi que la présence d’une composante aléatoire dans la formulation rendent en revanche ce dernier difficile à traiter. Le cas simple où seuls le rayon des particules et la fraction de particules sont à déterminer a été étudié, en comparant une recherche exhaustive à un algorithme d’optimisation par essaim de particules (PSO) : à temps de calcul égal, le PSO permet ainsi d’obtenir une meilleure estimation des données d’entrée du problème qu’une recherche exhaustive. Les incertitudes sous la forme d’intervalles 3σ sont de $\pm 0,0135$ pour la fraction volumique et de $\pm 0,096 \mu\text{m}$ pour le rayon. De plus, l’étude de l’influence d’un bruit de mesure lors de l’inversion du problème montre que ces incertitudes sont majoritairement liées à la présence d’une composante aléatoire dans la fonction permettant de calculer n_{th} .

Conclusion et perspectives

Contexte

L'emploi croissant des capteurs à fibre optique dans le domaine du *Structural Health Monitoring* de pièces composites permet aujourd'hui des mesures *in-situ* en temps réel dans ces structures complexes. Le capteur de Fresnel, basé sur la réflexion de Fresnel entre l'extrémité d'une fibre optique et un milieu inconnu afin de déterminer l'indice optique de ce dernier, s'est rapidement imposé comme une solution innovante pour réaliser des mesures de taux de réticulation [15, 16, 77] et assurer un suivi du processus de fabrication au cœur de la pièce. Plus récemment, sa faible taille en a fait un outil pertinent pour la mise en évidence de l'existence d'interphases et de phénomènes de sous-réticulation dans des assemblages collés [81] et pour la mesure de la teneur en eau dans un adhésif polymère [18], préfigurant les possibilités d'emploi pour des mesures tout au long du cycle de vie de pièces dont les propriétés mécaniques sont fortement dépendantes de ces deux phénomènes. Dans ce contexte, l'objectif de la présente thèse a été d'étudier la possibilité d'étendre le principe du capteur de Fresnel à d'autres types de fibres que la fibre monomode couramment utilisée, afin de répondre à plusieurs problématiques :

- Réaliser des mesures d'anisotropie optique à l'aide d'une fibre biréfringente ;
- Augmenter le volume de mesure et valider l'utilisation de fibres plastiques à l'aide de fibres multimodes ;
- Détecter des bandes d'absorption à l'aide d'une étude spectroscopique ;
- Étudier l'influence sur la puissance réfléchie de particules susceptibles de diffuser la lumière à l'extrémité du capteur.

Contributions

Dans un premier temps, l'étude bibliographique menée chapitre 1 a permis de rappeler les notions de base associées à la réponse de la matière à un champ électrique, définissant ainsi l'indice optique. Les principes généraux associés à la propagation de la lumière dans des fibres optiques ont été décrits, ainsi que la théorie du capteur de Fresnel sur fibre monomode. Les nombreux dispositifs expérimentaux associés à ce capteur ont été détaillés, révélant sa simplicité d'utilisation, les possibilités de multiplexage et de combinaison avec d'autres capteurs à fibre optique (FBG, OTDR), ainsi que les nombreux paramètres physiques qu'il est possible de suivre à l'aide du capteur de Fresnel (réticulation, température, concentration d'espèce chimique, pH, changement de phase). Ces mesures sont basées sur un besoin concret de mesure déportée en temps réel, confirmant la pertinence du capteur de Fresnel dans un environnement industriel.

Le premier axe d'étude, chapitre 2, est orienté autour de l'utilisation de fibres à maintien de polarisation en tant que capteur de Fresnel. Les coefficients de Fresnel entre deux milieux uniaxes ont d'abord été calculés pour déterminer un protocole de mesure de biréfringence d'un milieu. Lorsque le milieu extérieur est isotrope, les coefficients de Fresnel se simplifient et il est

possible d'utiliser sur chaque axe les coefficients de Fresnel entre l'un des indices de la fibre et l'indice du second milieu, pour réaliser des mesures d'indice dans deux directions précises et de remonter aux indices de la fibre à maintien de polarisation. En revanche, lorsque le second milieu est biréfringent, l'apparition d'effets de réflexions croisées entrave fortement les possibilités de mesure, la lumière réfléchie changeant d'axe de propagation par rapport à la lumière incidente. Malgré tout, il est possible de réaliser des mesures de biréfringence d'un milieu extérieur sous certaines conditions, très exigeantes d'un point de vue expérimental : parfait alignement des composants, lumière uniquement propagée selon l'un des axes de la fibre et possibilité de faire pivoter cette dernière dans le milieu extérieur, ce qui implique l'utilisation d'un liquide biréfringent. Si la mesure de la biréfringence de la fibre apparaît comme une expérience plus simple à mettre en œuvre, les essais réalisés ont souligné les contraintes importantes qui existent encore, notamment le besoin d'une source très stable à faible largeur spectrale. Des mesures effectuées en transmission à l'extrémité d'une fibre à maintien de polarisation dotée d'un connectique FC/PC et la comparaison avec la modélisation numérique du système via des matrices de Jones montrent que les variations de puissances liées aux coefficients de Fresnel axe lent/milieu extérieur et axe rapide/milieu extérieur sont facilement masquées par les variations de puissance de la source ou par d'autres éléments présents dans le système tels que des connecteurs FC/APC ou des lames demi-onde (figure 5.18) .

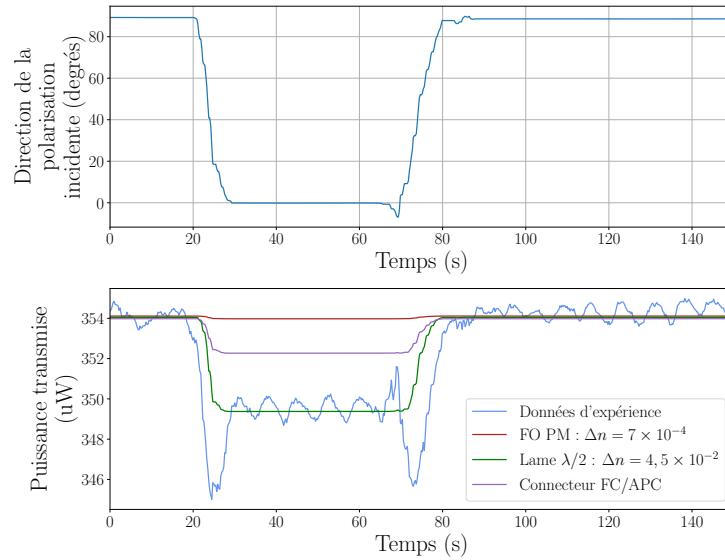


FIGURE 5.18 – Direction d'une polarisation rectiligne et puissance transmise par un Fresnel fibre PM/air en fonction du temps, données expérimentales et simulations de différentes biréfringences

La possibilité d'employer des fibres multimodes en tant que capteur de Fresnel a ensuite été analysée dans le chapitre 3. Dans un premier temps un nouveau modèle, basé sur une approche par rayon, a été formulé pour calculer la fraction effective de lumière réfléchie à l'extrémité d'une fibre multimode. Les avantages de ce modèle sont triples : pouvant être facilement utilisé pour des fibres avec des caractéristiques opto-géométriques différentes, il combine les différents effets devant être pris en compte dans une fibre multimode (changements des coefficients de Fresnel liés

à l'incidence non-normale, distributions modales et spectrales de puissance et dispersion), tout en permettant une mesure précise de l'indice du milieu extérieur à l'extrémité de la fibre. Afin de déterminer si l'hypothèse de l'incidence normale, et donc les formules simples associées, est malgré tout utilisable pour remonter à l'indice du milieu, l'erreur faite sur l'indice optique a été calculée numériquement (figure 5.19). Pour une ouverture numérique de 0,5 et une distribution large, la différence entre l'indice réel et l'indice calculé n'est que de l'ordre de 10^{-4} , à l'exception du milieu d'indice 2,9 représentant une résine époxy à fort indice. Les écarts sont logiquement plus importants dans le cas d'une distribution large où les coefficients de Fresnel présentent le plus de différence avec ceux en incidence normale. Ces résultats permettent de supposer que l'approximation de l'incidence normale reste une hypothèse raisonnable.

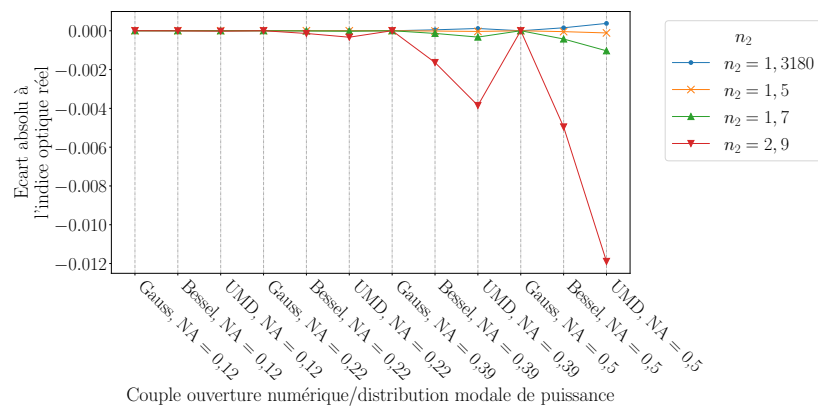


FIGURE 5.19 – Écart absolu entre les indices calculés de milieux choisis et leur valeur réelle

Pour confirmer cette hypothèse, l'influence d'un bruit expérimental a été analysée à l'aide d'une étude statistique, pour différents niveaux de bruit de 0,1% à 5%, permettant d'obtenir une estimation de l'incertitude de mesure sous la forme d'un intervalle 3σ (figure 5.20). Les cas où cette erreur de répétabilité est inférieure à l'erreur d'approximation faite en utilisant l'hypothèse de l'incidence normale pour remonter à l'indice du milieu sont très rares, nécessitant un bruit de seulement quelques dixièmes de pourcent. Les résultats précédents ont été validés en réalisant des mesures d'indices sur des solutions de référence eau distillée/isopropanol et eau distillée/chlorure de sodium. Les indices mesurés (figure 5.21 pour le mélange eau distillée/isopropanol) sont en accord avec les valeurs de référence présentes dans la littérature [83], avec un écart relatif maximal de seulement 0,17% pour le mélange eau-isopropanol et 0,09% pour le mélange eau-sel. Les écarts entre les mesures sur fibres monomode et multimode sont en accord avec l'étude numérique et sont du même ordre de grandeur que les incertitudes expérimentales sur l'indice, calculées selon les recommandations du GUM [125], en cohérence avec l'étude statistique.

L'intérêt d'une étude spectroscopique sur un capteur de Fresnel a également été étudié dans le chapitre 4. La nécessité de réaliser des mesures avec une fine résolution spectrale pour détecter la présence d'une bande d'absorption a été démontrée : en réalisant une mesure de la puissance totale

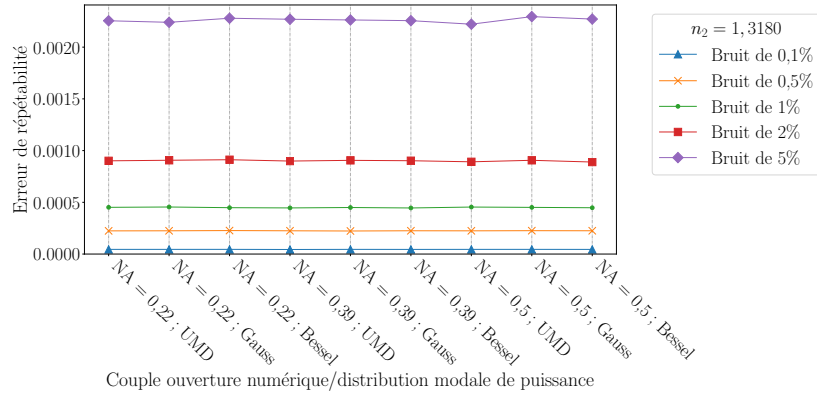


FIGURE 5.20 – Exemple de l'influence du niveau de bruit sur l'erreur de répétabilité, pour un indice $n_2 = 1,3180$

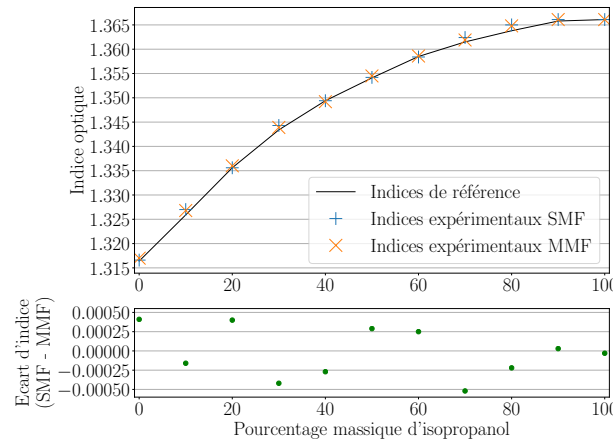


FIGURE 5.21 – Indices optiques de référence et mesurés expérimentalement pour une solution eau/isopropanol (haut), et écarts entre les indices mesurés par SMF et MMF (bas)

réfléchi lors de l'utilisation d'une source à large bande spectrale, l'effet de la bande d'absorption et de la partie imaginaire associée dans l'indice optique peut facilement être masqué. L'étude spectroscopique sur certains composés purs (figure 5.22a) a révélé que, malgré la présence d'une partie imaginaire dans l'indice optique du milieu, le rôle de la partie réelle dans la puissance réfléchie reste majoritaire. Par ailleurs, pour détecter la présence d'un composant absorbant dans un mélange, l'intérêt d'une étude spectroscopique dépend de l'absorbance de ce composé : dans le cas d'un mélange résine époxy-eau (figure 5.22b), il est plus pertinent de détecter la présence d'eau grâce à la simple variation d'indice à 1550 nm, liée à la présence d'eau selon la théorie des milieux effectifs, plutôt que d'essayer de détecter les variations d'indices liées à la bande d'absorption de l'eau à 2,9 μm .

Enfin, l'effet de la diffusion de la lumière par des particules sphériques situées à l'extrémité d'un capteur de Fresnel a été étudié numériquement en se basant sur la théorie de Mie. Comme attendu dans le cadre de cette théorie, les résultats sont fortement dépendants de la

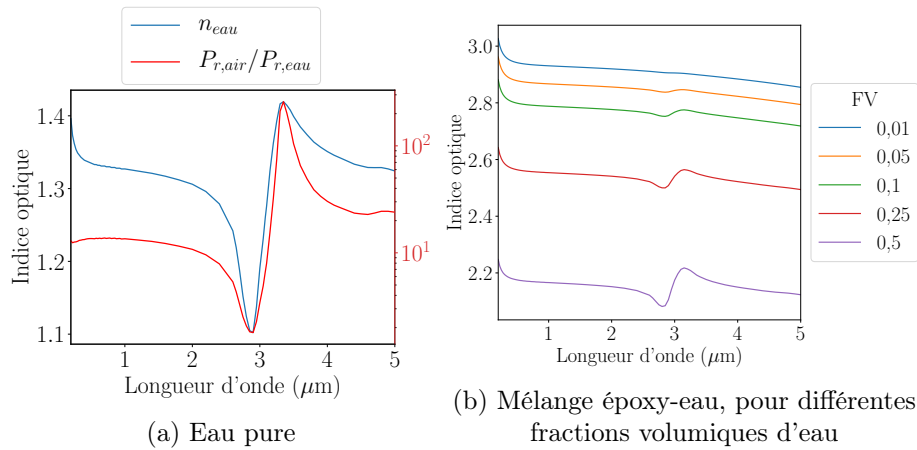


FIGURE 5.22 – Étude spectroscopique de la puissance réfléchie dans différents milieux

longueur d'onde et justifient l'intérêt d'une étude spectroscopique (figure 5.23a). La contribution de particules lointaines sur la puissance réfléchie a été mise en évidence, la contribution devenant négligeable à partir de 200 fois la longueur d'onde environ dans les cas étudiés en utilisant une fibre monomode (figure 5.23b).

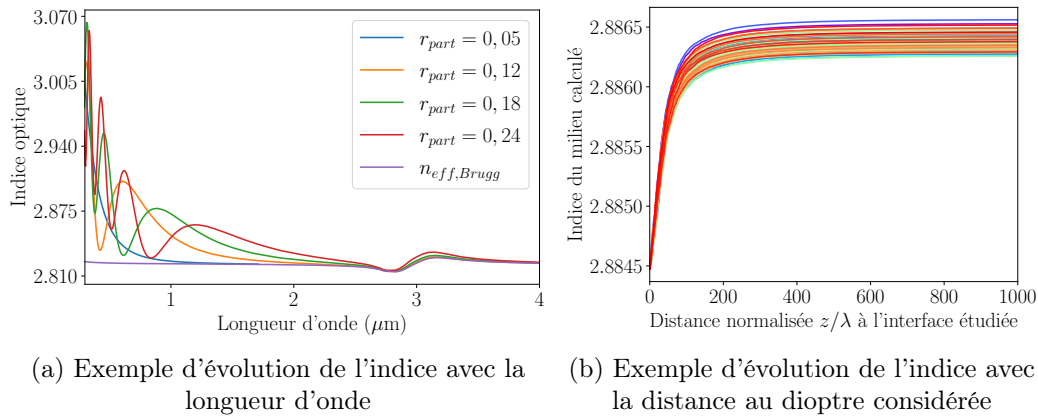


FIGURE 5.23 – Exemples d'indices calculés en utilisant une modèle prenant en compte la diffusion de Mie par des particules à l'extrémité d'un capteur de Fresnel

Cette distance de détection maximale augmente avec le diamètre de la fibre, illustrant l'augmentation de la taille du détecteur et par conséquent l'augmentation de la surface d'intégration de l'irradiance diffusée. En fonction des cas d'études, les indices calculés à l'aide de ce modèle peuvent afficher des valeurs incohérentes mais qui restent en accord avec les résultats prédits par les modèles de Maxwell-Garnett ou Bruggeman lorsque la taille des particules diffusantes est petite devant la longueur d'onde d'observation, ce qui souligne les limites de la théorie des milieux effectifs : celle-ci ne permet plus de décrire correctement la permittivité diélectrique effective d'un milieu à partir d'une certaine taille de particules, car étant basée sur une approximation quasi-statique du champ électrique [14, 154]. Un algorithme d'optimisation de type PSO

(*Particle Swarm Optimization*) a été utilisé pour résoudre le problème inverse de la diffusion de Mie, et remonter au rayon et à la fraction volumique de particules dans un milieu. À temps de calcul égal, le PSO permet d'obtenir une meilleure estimation des données d'entrée du problème qu'une recherche exhaustive, mais des incertitudes, majoritairement liées à la présence d'une composante aléatoire dans la fonction employé pour le calcul de n_{th} , persistent.

Perspectives

Les perspectives liées à ces travaux de recherche sont nombreuses, d'un point de vue optique et en sciences des matériaux. Tout d'abord, s'agissant de l'emploi de fibres à maintien de polarisation, la mesure de la biréfringence d'un milieu extérieur pourrait être réalisée sur des cristaux liquides nématiques, dont la direction de l'axe optique peut être contrôlée à l'aide d'un champ électrique [96]. L'utilisation d'un tel liquide biréfringent apporterait des réponses à certaines problématiques expérimentales soulevées, comme la nécessité de laisser la fibre optique libre de mouvement dans le milieu biréfringent. La mesure de la biréfringence d'une fibre à maintien de polarisation à l'aide d'un capteur de Fresnel pourra aussi être réalisée si les problématiques liées à la stabilité de la source sont résolues. Les mesures sur fibres multimodes pourront être étendues aux fibres plastiques : de nouvelles problématiques seront alors à prendre en compte, comme le comportement non-linéaire de la fibre, l'affinité du polymère pour l'eau et les variations de l'indice du cœur de la fibre associées. Des essais de mise en oeuvre d'un réseau de capteurs de Fresnel à l'aide système de multiplexage pourront aussi être réalisés, permettant par exemple une mesure en plusieurs points dans une structure. En ce qui concerne l'aspect spectroscopique, réaliser des mesures autour de la bande d'absorption de l'eau à $2,9 \mu\text{m}$, ce qui nécessite des fibres chalcogénures transparentes dans cette région et un analyseur de spectre optique adapté, permettra de détecter la variation de puissance réfléchiée typique de la présence d'une bande d'absorption. Dans le cas d'un mélange complexe, par exemple entre une résine époxy et de l'eau, établir un modèle optique pour décrire l'indice en prenant en compte les interactions entre les groupes fonctionnels des composés permettra une représentation plus précise qu'un modèle de Bruggeman ou de Maxwell-Garnett. Cela pourra nécessiter la reconstruction des courbes de dispersion (n, k) de l'époxy, potentiellement au travers des relations de Kramers–Kronig. D'un point de vue expérimental, une comparaison entre le suivi de vieillissement d'un matériau par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier et par spectroscopie sur capteur de Fresnel sera aussi utile pour confirmer la possibilité de détecter, au travers d'un changement de l'indice mesuré à une certaine longueur d'onde, des changements de composition chimique des variations dans les forces d'interactions de certaines liaisons. Enfin, les résultats obtenus avec le modèle de diffusion de Mie pourront être comparés avec d'autres méthodes, celle de Monte-Carlo de tracé de rayons [146, 176] par exemple, ou avec les résultats obtenus en considérant la solution rigoureuse du problème, prenant en compte les interactions entre les particules. Pour la résolution du problème inverse, une formulation déterministe et indépendante des positions aléatoires des particules de la réflectance du milieu s'avèrera utile, afin d'obtenir les paramètres recherchés en une seule exécution d'un algorithme d'optimisation comme un PSO.

Formules complémentaires

Sommaire

A.1	Réflexion sur un dioptre plan	149
A.2	Approche géométrique du guidage dans une fibre optique	150
A.3	Équations de Maxwell	151

Cette annexe présente quelques formules supplémentaires, permettant notamment d'exprimer les conditions de guidage dans une fibre à saut d'indice selon l'approche géométrique, ainsi que la définition de l'ouverture numérique qui en découle. Les équations de Maxwell sont également rappelées.

A.1 Réflexion sur un dioptre plan

Soit un rayon lumineux frappant un dioptre plan avec un angle θ_1 , l'indice optique du milieu incident est n_1 , celui du milieu de l'autre côté du dioptre n_2 .

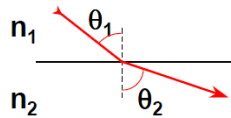


FIGURE A.1 – Réfraction sur un dioptre plan

Selon la loi de Snell-Descartes, il peut exister un rayon réfracté formant un angle θ_2 avec la normale, selon la relation suivante :

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (\text{A.1})$$

Cela permet d'en déduire :

$$\sin(\theta_2) = \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) \quad (\text{A.2})$$

L'angle θ_2 existe si le membre de droite de l'équation précédente est compris entre -1 et 1. Pour $n_1 < n_2$, cette condition est toujours respectée, ce qui signifie qu'il existera toujours une solution et donc un rayon réfracté. Si $n_1 > n_2$, alors des valeurs du membre de droite de l'équation

A.2 en dehors de l'intervalle $[-1; 1]$ peuvent exister et il n'y aura pas de rayon réfracté : il y a alors de réflexion totale. L'angle limite θ_1 est donc donné par :

$$\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) = 1 \quad (\text{A.3})$$

Pour $n_1 > n_2$, la condition de réflexion totale est donc donnée par :

$$\theta_1 > \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{A.4})$$

A.2 Approche géométrique du guidage dans une fibre optique

C'est ce principe de réflexion totale qui est utilisé pour maintenir le faisceau lumineux dans la fibre. Cette dernière est constituée d'un cœur d'indice optique n_c , entouré d'une gaine d'indice optique n_g légèrement inférieur à n_c . Si la condition de guidage précédemment énoncée est respectée, alors le faisceau lumineux sera forcé de se propager à l'intérieur de la fibre (figure A.2). Par conséquent, il existe un angle maximal d'incidence à l'entrée de la fibre permettant de satisfaire par la suite la condition de réflexion totale : il s'agit de l'ouverture numérique. Pour les fibres à saut d'indice, cette valeur dépend uniquement des indices optiques du cœur et de la gaine.

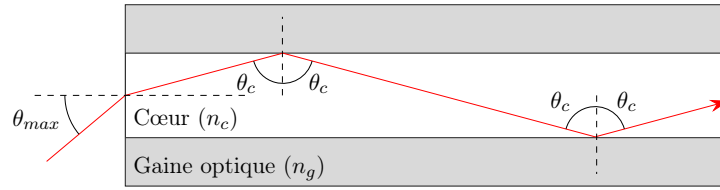


FIGURE A.2 – Guidage d'un rayon lumineux dans la fibre optique, $n_g < n_c$

Dans le cas d'un rayon lumineux provenant d'un milieu d'indice optique n_0 , qui pénètre la fibre selon l'angle d'incidence maximal pour assurer la réflexion totale interne θ_{max} , la loi de Snell-Descartes donne l'angle réfracté dans le cœur selon la relation suivante :

$$n_0 \sin(\theta_{max}) = n_c \sin(90 - \theta_c) \quad (\text{A.5})$$

Avec θ_c l'angle critique permettant la réflexion totale à l'interface cœur/gaine optique, exprimé par :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \quad (\text{A.6})$$

En remplaçant $\sin(90 - \theta_c)$ par $\cos(\theta_c)$ dans l'expression de la loi de Snell-Descartes (A.5) :

$$\frac{n_0}{n_c} \sin(\theta_{max}) = \cos(\theta_c) \Rightarrow \frac{n_0^2}{n_c^2} \sin^2(\theta_{max}) = \cos^2(\theta_c) \quad (\text{A.7})$$

Sachant que :

$$\cos^2(\theta_c) = 1 - \sin^2(\theta_c) \quad (\text{A.8})$$

Cela mène à :

$$\frac{n_0^2}{n_c^2} \sin^2(\theta_{max}) = 1 - \sin^2(\theta_c) \quad (\text{A.9})$$

Or :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_g}{n_c}\right) \Rightarrow \sin(\theta_c) = \frac{n_g}{n_c} \Rightarrow \sin^2(\theta_c) = \frac{n_g^2}{n_c^2} \quad (\text{A.10})$$

Donc :

$$\frac{n_0^2}{n_c^2} \sin^2(\theta_{max}) = 1 - \frac{n_g^2}{n_c^2} \quad (\text{A.11})$$

Finalement :

$$n_0 \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.12})$$

L'ouverture numérique est alors définie par :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{A.13})$$

A.3 Équations de Maxwell

En notant $\nabla \cdot \vec{u} = \text{div}(\vec{u})$ (produit scalaire) et $\nabla \wedge \vec{u} = \text{rot}(\vec{u})$ (produit vectoriel), les quatre équations de Maxwell sont :

1. **Maxwell-Gauss** :

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{A.14})$$

Avec $\vec{E}$ le champ électrique (V/m), ρ la distribution de charges (C/m²) et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide (C/V/m). Cette loi signifie que le champ électrique est proportionnel à la distribution des charges, et que les lignes de champ sont divergentes depuis la source.

2. **Maxwell-Faraday** :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{A.15})$$

Avec $\vec{B}$ l'induction magnétique (T). Cette loi traduit le fait que l'existence d'un champ électrique est due à la rotation d'un champ magnétique, et non pas au champ magnétique seul : c'est le principe utilisé dans les moteurs électriques.

3. **Maxwell-Flux** :

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A.16})$$

Cette loi exprime le fait que les lignes d'un champ magnétique ne divergent pas : il n'y a pas de monopôle magnétique, les lignes de champ sortent d'un pôle pour aller dans l'autre. Casser un aimant permet d'ailleurs d'obtenir deux aimants, et non pas un pôle Nord et un pôle Sud séparés.

4. **Maxwell-Ampère :**

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{A.17})$$

Avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide (en T/A.m), $\vec{J}$ le vecteur densité de courant, c la célérité de la lumière dans le vide (m/s). Est exprimé ici le fait que le champ magnétique est causé par la variation du champ électrique au cours du temps et par un courant électrique qui lui peut être constant. En revanche, le champ magnétique doit varier pour engendrer un courant. Cette équation permet de lier le champ magnétique au champ électrique : connaître l'expression de l'un permet de déterminer le second. En l'absence du terme $\mu_0 \vec{J}$, on retrouve une équation que l'on peut considérer comme réciproque de l'équation de Maxwell-Faraday.

Fresnel sur fibre multimode : données complémentaires

Sommaire

B.1	Fraction effective de lumière réfléchie	154
B.2	Erreur d'approximation sur l'indice calculé	155
B.3	Influence d'un bruit de mesure : graphiques	156
B.3.1	Influence combinée du niveau de bruit et de n_2 sur l'erreur 3σ	156
B.3.2	Influence du niveau de bruit sur l'erreur 3σ	159
B.3.3	Influence de n_2 sur l'erreur 3σ	160
B.4	Influence d'un bruit de mesure : tableaux complets	162
B.4.1	Bruit de 0,1%	162
B.4.2	Bruit de 0,5%	163
B.4.3	Bruit de 1%	164
B.4.4	Bruit de 2%	165
B.4.5	Bruit de 5%	166
B.5	Indices mesurés des mélanges eau-isopropanol	167
B.6	Indices mesurés des mélanges eau-chlorure de sodium	167

Cette annexe détaille les valeurs numériques obtenues lors de l'étude dans le chapitre 3 du capteur de Fresnel basé sur une fibre multimode, pour :

- Les effets sur la fraction effective de lumière réfléchie à l'extrémité d'une fibre multimode des distributions modale et spectrale de puissance, des variations des coefficients de Fresnel liés aux changements d'angles d'incidence et de la dispersion ;
- Les erreurs d'approximation sur l'indice du milieu situé à l'extrémité d'une fibre multimode lorsque l'hypothèse de l'incidence normale est utilisée ;
- L'influence d'un bruit de mesure sur les indices calculés et les estimations des incertitudes de mesure associées ;
- Les indices mesurés des mélanges eau-isopropanol et eau-chlorure de sodium.

B.1 Fraction effective de lumière réfléchie

		$n_2 = 1,0003$	$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
SMF NA = 0,12	UMD	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Gauss	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Bessel	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
MMF NA = 0,22	UMD	0,03594	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Gauss	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Bessel	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
MMF NA = 0,39	UMD	0,03607	0,00291	0,00012	0,00536	0,10748
	Gauss	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Bessel	0,03599	0,00291	0,00011	0,00536	0,10746
MMF NA = 0,5	UMD	0,03637	0,00293	0,00012	0,00537	0,10755
	Gauss	0,03593	0,00291	0,00011	0,00535	0,10744
	Bessel	0,03611	0,00291	0,00012	0,00536	0,10749

TABLEAU B.1 – Coefficient effectif de réflexion en puissance, dans différentes configurations

		$n_2 = 1,0003$	$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
SMF NA = 0,12	UMD	0,002	0,002	0,014	0,003	0,001
	Gauss	0,000	-0,002	0,013	0,002	0,000
	Bessel	0,001	0,001	0,014	0,002	0,000
MMF NA = 0,22	UMD	0,035	0,019	0,030	0,015	0,004
	Gauss	0,000	-0,002	0,013	0,002	0,000
	Bessel	0,015	0,007	0,020	0,007	0,002
MMF NA = 0,39	UMD	0,397	0,231	0,191	0,138	0,035
	Gauss	0,000	-0,002	0,013	0,002	0,000
	Bessel	0,169	0,099	0,090	0,061	0,016
MMF NA = 0,5	UMD	1,215	0,685	0,533	0,395	0,100
	Gauss	0,000	-0,002	0,013	0,002	0,000
	Bessel	0,509	0,292	0,237	0,172	0,044

TABLEAU B.2 – Variation relative des coefficients effectif de réflexion en puissance par rapport au coefficient en incidence normale (en %)

B.2 Erreur d'approximation sur l'indice calculé

		$n_2 = 1,0003$	$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
SMF NA = 0,12	UMD	-	3×10^{-7}	2×10^{-6}	8×10^{-7}	-2×10^{-5}
	Gauss	-	-3×10^{-7}	2×10^{-6}	3×10^{-6}	5×10^{-6}
	Bessel	-	-1×10^{-7}	2×10^{-6}	2×10^{-6}	-2×10^{-6}
MMF NA = 0,22	UMD	-	1×10^{-5}	-8×10^{-7}	-3×10^{-5}	-3×10^{-4}
	Gauss	-	-3×10^{-7}	2×10^{-6}	3×10^{-6}	4×10^{-6}
	Bessel	-	6×10^{-6}	9×10^{-7}	-9×10^{-6}	-1×10^{-4}
MMF NA = 0,39	UMD	-	1×10^{-4}	-3×10^{-5}	-3×10^{-4}	-4×10^{-3}
	Gauss	-	-3×10^{-7}	2×10^{-6}	3×10^{-6}	4×10^{-6}
	Bessel	-	5×10^{-5}	-1×10^{-5}	-1×10^{-4}	-2×10^{-3}
MMF NA = 0,5	UMD	-	4×10^{-4}	-1×10^{-4}	-1×10^{-3}	-1×10^{-2}
	Gauss	-	-3×10^{-7}	2×10^{-6}	3×10^{-6}	4×10^{-6}
	Bessel	-	2×10^{-4}	-4×10^{-5}	-4×10^{-4}	-5×10^{-3}

TABLEAU B.3 – Écart absolu entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm

		$n_2 = 1,0003$	$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
SMF NA = 0,12	UMD	-	0,000	0,000	0,000	-0,001
	Gauss	-	0,000	0,000	0,000	0,000
	Bessel	-	0,000	0,000	0,000	0,000
MMF NA = 0,22	UMD	-	0,001	0,000	-0,001	-0,011
	Gauss	-	0,000	0,000	0,000	0,000
	Bessel	-	0,000	0,000	-0,001	-0,005
MMF NA = 0,39	UMD	-	0,009	-0,002	-0,019	-0,133
	Gauss	-	0,000	0,000	0,000	0,000
	Bessel	-	0,004	-0,001	-0,008	-0,056
MMF NA = 0,5	UMD	-	0,029	-0,007	-0,061	-0,412
	Gauss	-	0,000	0,000	0,000	0,000
	Bessel	-	0,012	-0,003	-0,025	-0,171

TABLEAU B.4 – Variation relative entre les indices calculés et la valeur en incidence normale à 1550 nm (en %)

B.3 Influence d'un bruit de mesure : graphiques

B.3.1 Influence combinée du niveau de bruit et de n_2 sur l'erreur 3σ

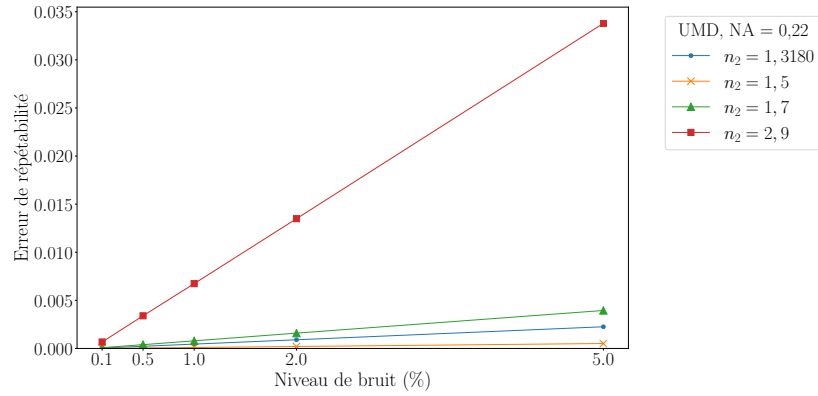


FIGURE B.1 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution UMD

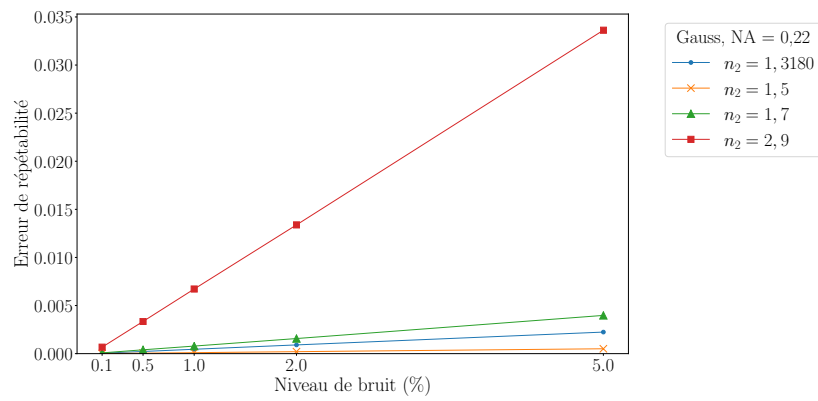


FIGURE B.2 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution Gauss

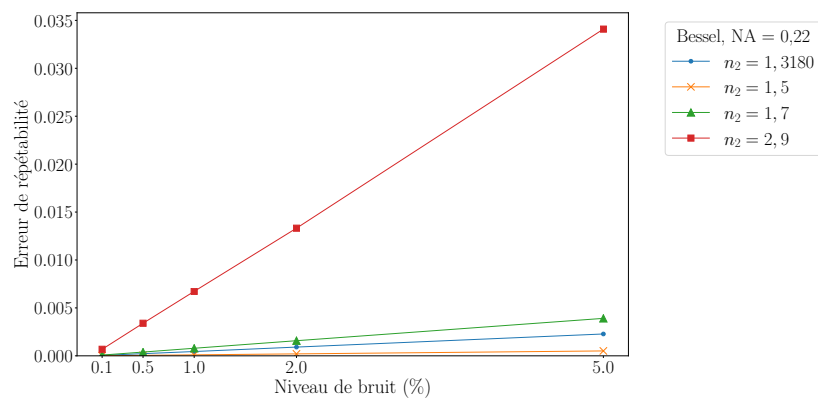


FIGURE B.3 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,22 et distribution Bessel

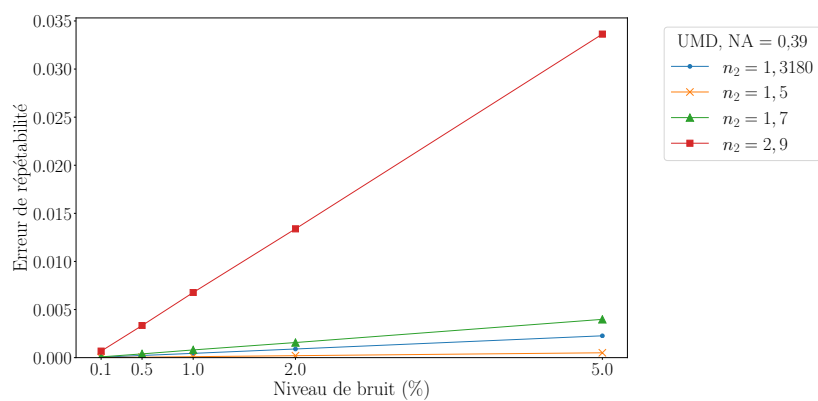


FIGURE B.4 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution UMD

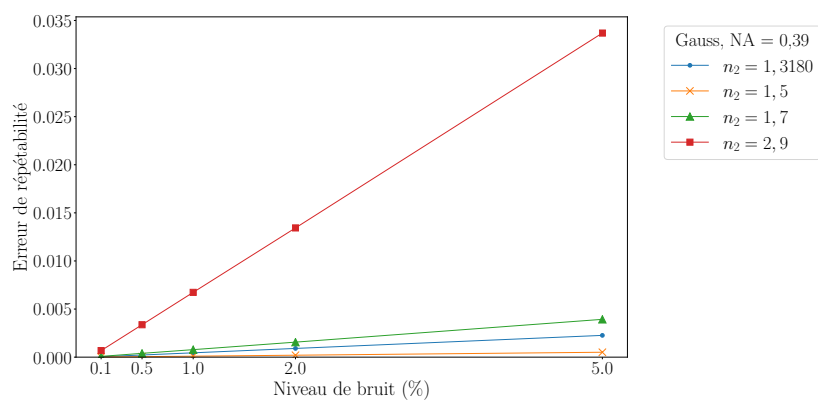


FIGURE B.5 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution Gauss

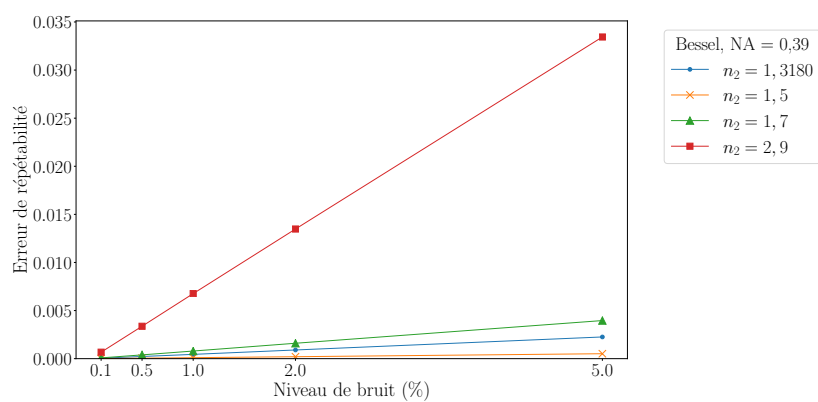


FIGURE B.6 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,39 et distribution Bessel

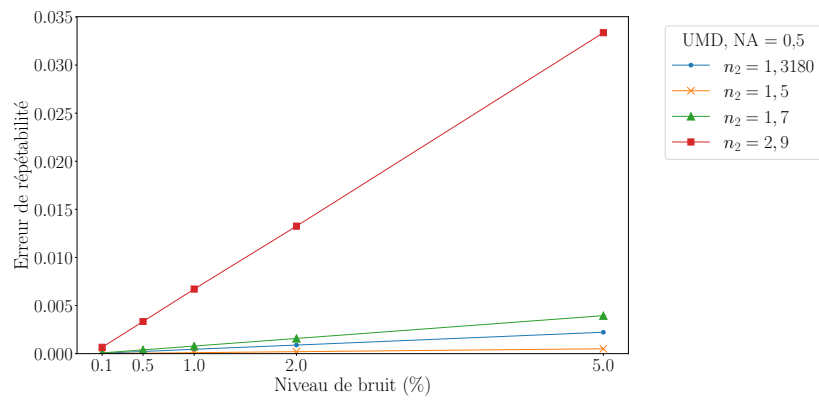


FIGURE B.7 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution UMD

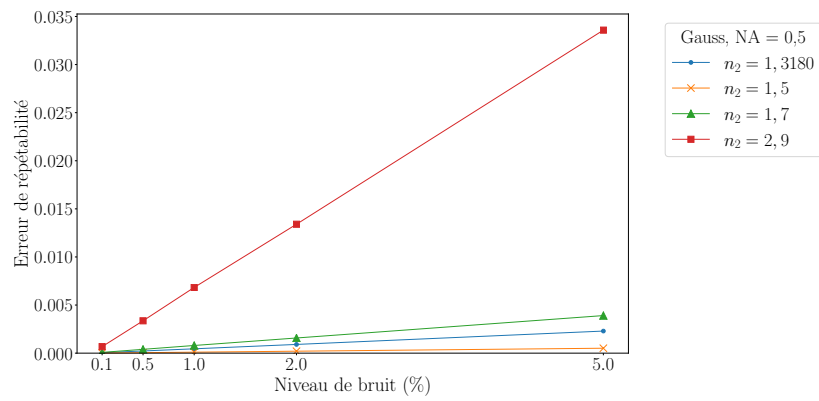


FIGURE B.8 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution Gauss

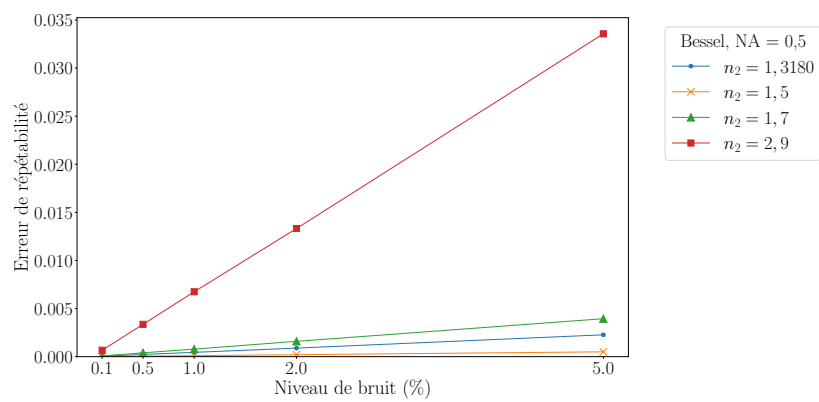
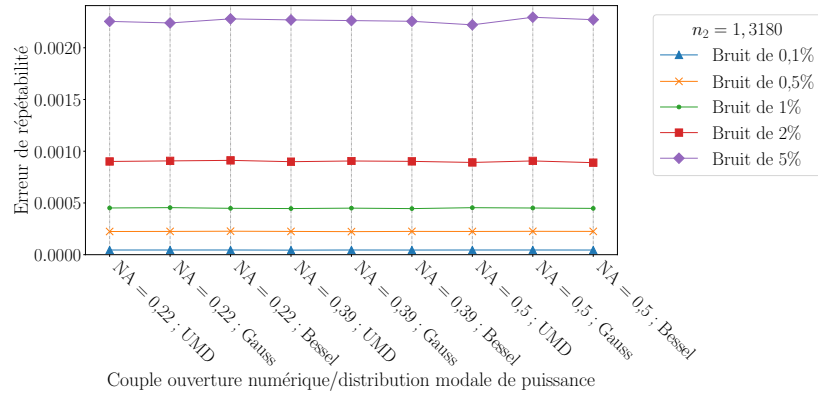
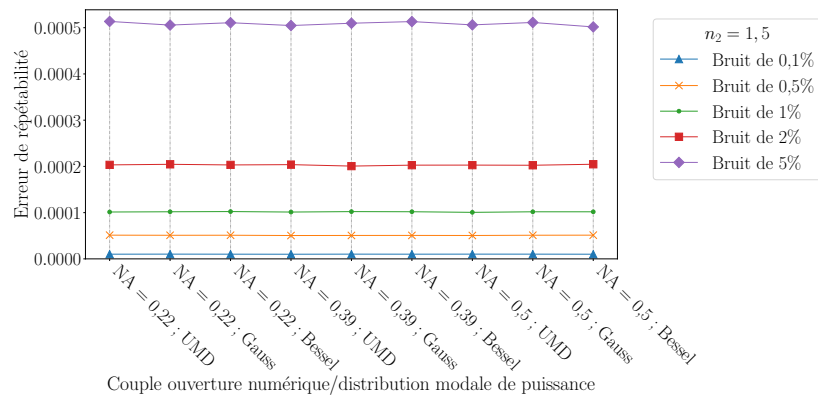
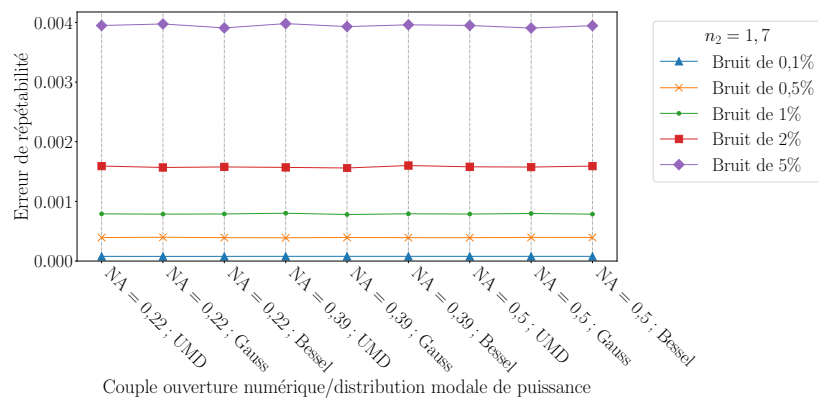
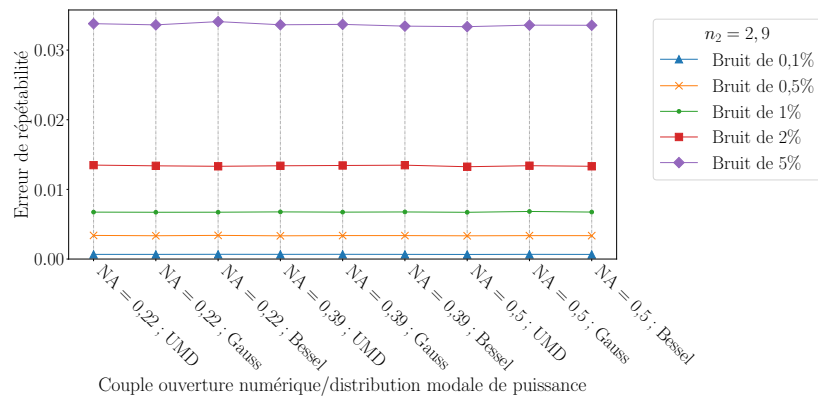
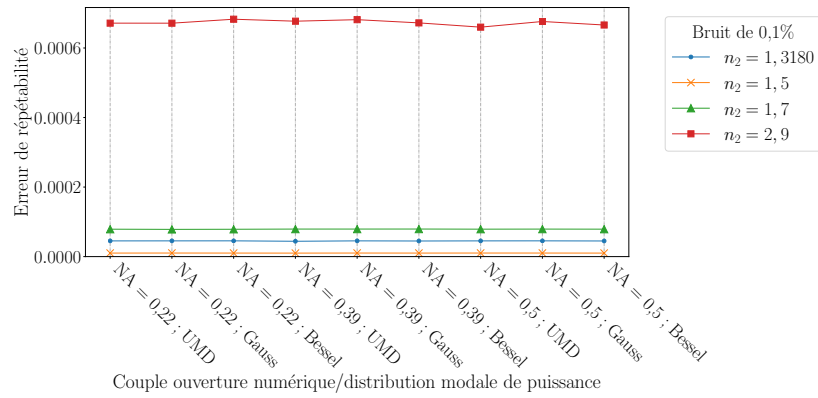
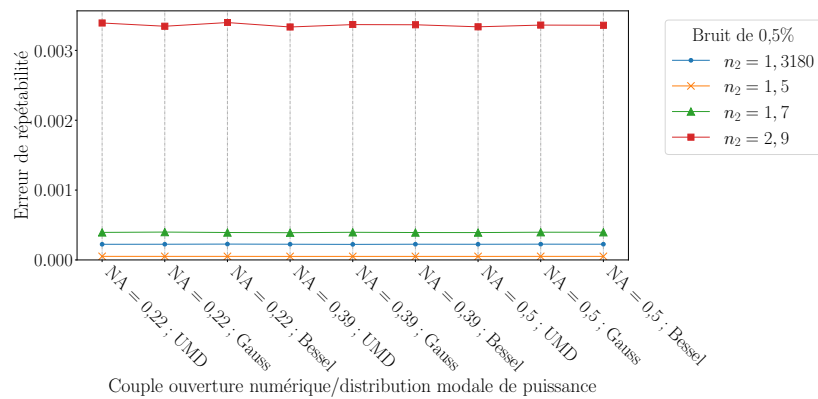


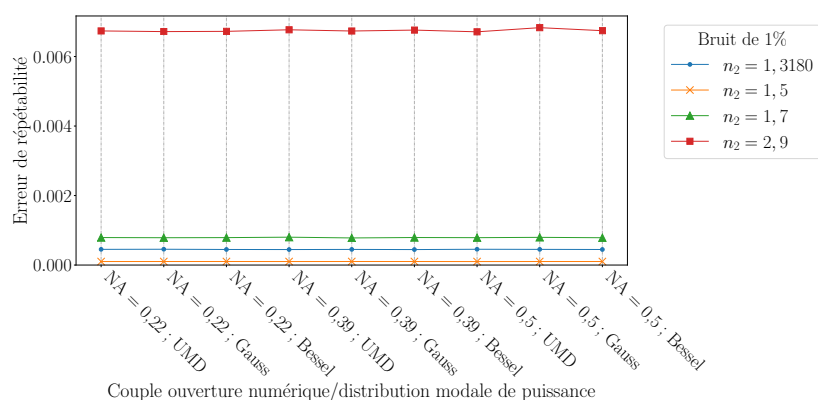
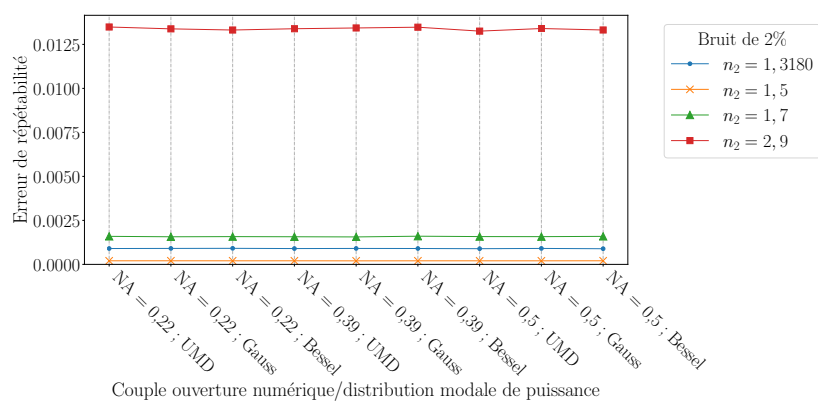
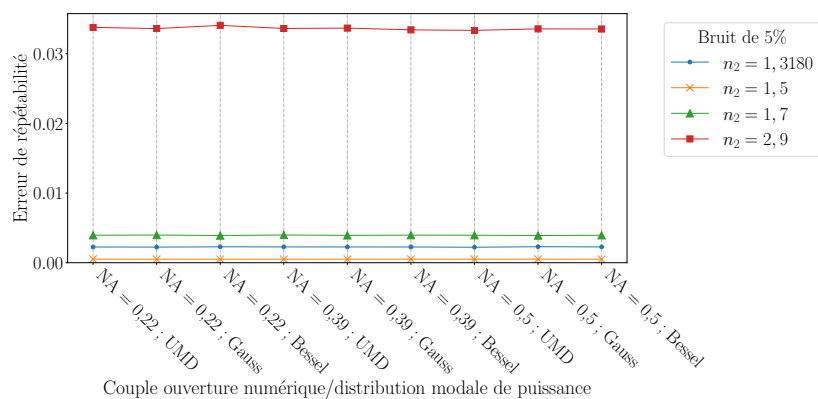
FIGURE B.9 – Erreur de répétabilité, pour NA=0,5 et distribution Bessel

B.3.2 Influence du niveau de bruit sur l'erreur 3σ FIGURE B.10 – Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,3180$ FIGURE B.11 – Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,5$ FIGURE B.12 – Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 1,7$

FIGURE B.13 – Influence du bruit sur l'erreur de répétabilité, pour $n_2 = 2,9$

B.3.3 Influence de n_2 sur l'erreur 3σ

FIGURE B.14 – Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 0,1%FIGURE B.15 – Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 0,5%

FIGURE B.16 – Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 1%FIGURE B.17 – Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 2%FIGURE B.18 – Influence de l'indice n_2 sur l'erreur de répétabilité, pour un bruit de 5%

B.4 Influence d'un bruit de mesure : tableaux complets

B.4.1 Bruit de 0,1%

Les valeurs des indices moyens, écarts-type σ et intervalles 3σ de l'étude statistique pour un bruit de 0,1% sont présentées dans les tableaux B.5, B.6 et B.7, respectivement.

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	1,3180	1,5000	1,7000	2,8997
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,7000	2,8999
MMF NA = 0,39	UMD	1,3181	1,5000	1,6997	2,8962
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3181	1,5000	1,6999	2,8984
MMF NA = 0,5	UMD	1,3184	1,4999	1,6990	2,8881
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3182	1,5000	1,6996	2,8950

TABLEAU B.5 – Indices moyens pour un bruit de 0,1%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00002	0,00000	0,00003	0,00022
	Gauss	0,00002	0,00000	0,00003	0,00022
	Bessel	0,00002	0,00000	0,00003	0,00023
MMF NA = 0,39	UMD	0,00001	0,00000	0,00003	0,00023
	Gauss	0,00002	0,00000	0,00003	0,00023
	Bessel	0,00001	0,00000	0,00003	0,00022
MMF NA = 0,5	UMD	0,00002	0,00000	0,00003	0,00022
	Gauss	0,00002	0,00000	0,00003	0,00023
	Bessel	0,00001	0,00000	0,00003	0,00022

TABLEAU B.6 – Écarts-type σ pour un bruit de 0,1%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00005	0,00001	0,00008	0,00067
	Gauss	0,00005	0,00001	0,00008	0,00067
	Bessel	0,00005	0,00001	0,00008	0,00068
MMF NA = 0,39	UMD	0,00004	0,00001	0,00008	0,00068
	Gauss	0,00005	0,00001	0,00008	0,00068
	Bessel	0,00004	0,00001	0,00008	0,00067
MMF NA = 0,5	UMD	0,00005	0,00001	0,00008	0,00066
	Gauss	0,00005	0,00001	0,00008	0,00068
	Bessel	0,00004	0,00001	0,00008	0,00067

TABLEAU B.7 – Valeur 3σ pour un bruit de 0,1%

B.4.2 Bruit de 0,5%

Les valeurs des indices moyens, écarts-type σ et intervalles 3σ de l'étude statistique pour un bruit de 0,5% sont présentées dans les tableaux B.8, B.9 et B.10, respectivement.

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	1,3180	1,5000	1,7000	2,8997
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,7000	2,8999
MMF NA = 0,39	UMD	1,3181	1,5000	1,6997	2,8962
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3181	1,5000	1,6999	2,8984
MMF NA = 0,5	UMD	1,3184	1,4999	1,6990	2,8881
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3182	1,5000	1,6996	2,8951

TABLEAU B.8 – Indices moyens pour un bruit de 0,5%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00007	0,00002	0,00013	0,00113
	Gauss	0,00007	0,00002	0,00013	0,00112
	Bessel	0,00008	0,00002	0,00013	0,00113
MMF NA = 0,39	UMD	0,00007	0,00002	0,00013	0,00111
	Gauss	0,00007	0,00002	0,00013	0,00112
	Bessel	0,00008	0,00002	0,00013	0,00112
MMF NA = 0,5	UMD	0,00007	0,00002	0,00013	0,00111
	Gauss	0,00008	0,00002	0,00013	0,00112
	Bessel	0,00008	0,00002	0,00013	0,00112

TABLEAU B.9 – Écarts-type σ pour un bruit de 0,5%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00022	0,00005	0,00039	0,00339
	Gauss	0,00022	0,00005	0,00040	0,00335
	Bessel	0,00023	0,00005	0,00039	0,00340
MMF NA = 0,39	UMD	0,00022	0,00005	0,00039	0,00334
	Gauss	0,00022	0,00005	0,00040	0,00337
	Bessel	0,00023	0,00005	0,00039	0,00337
MMF NA = 0,5	UMD	0,00022	0,00005	0,00039	0,00334
	Gauss	0,00023	0,00005	0,00040	0,00336
	Bessel	0,00023	0,00005	0,00040	0,00336

TABLEAU B.10 – Valeur 3σ pour un bruit de 0,5%

B.4.3 Bruit de 1%

Les valeurs des indices moyens, écarts-type σ et intervalles 3σ de l'étude statistique pour un bruit de 1% sont présentées dans les tableaux B.11, B.12 et B.13, respectivement.

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	1,3180	1,5000	1,7000	2,8997
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,7000	2,8998
MMF NA = 0,39	UMD	1,3181	1,5000	1,6997	2,8962
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,6999	2,8984
MMF NA = 0,5	UMD	1,3184	1,4999	1,6990	2,8881
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3182	1,5000	1,6996	2,8950

TABLEAU B.11 – Indices moyens pour un bruit de 1%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00015	0,00003	0,00026	0,00225
	Gauss	0,00015	0,00003	0,00026	0,00224
	Bessel	0,00015	0,00003	0,00026	0,00224
MMF NA = 0,39	UMD	0,00015	0,00003	0,00027	0,00226
	Gauss	0,00015	0,00003	0,00026	0,00224
	Bessel	0,00015	0,00003	0,00026	0,00225
MMF NA = 0,5	UMD	0,00015	0,00003	0,00026	0,00224
	Gauss	0,00015	0,00003	0,00027	0,00228
	Bessel	0,00015	0,00003	0,00026	0,00225

TABLEAU B.12 – Écarts-type σ pour un bruit de 1%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00045	0,00010	0,00079	0,00674
	Gauss	0,00045	0,00010	0,00079	0,00672
	Bessel	0,00045	0,00010	0,00079	0,00672
MMF NA = 0,39	UMD	0,00045	0,00010	0,00080	0,00677
	Gauss	0,00045	0,00010	0,00078	0,00673
	Bessel	0,00045	0,00010	0,00079	0,00676
MMF NA = 0,5	UMD	0,00045	0,00010	0,00079	0,00671
	Gauss	0,00045	0,00010	0,00080	0,00683
	Bessel	0,00045	0,00010	0,00079	0,00674

TABLEAU B.13 – Valeur 3σ pour un bruit de 1%

B.4.4 Bruit de 2%

Les valeurs des indices moyens, écarts-type σ et intervalles 3σ de l'étude statistique pour un bruit de 2% sont présentées dans les tableaux B.14, B.15 et B.16, respectivement.

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	1,3180	1,5000	1,7000	2,8997
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,7000	2,8998
MMF NA = 0,39	UMD	1,3181	1,5000	1,6997	2,8962
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9001
	Bessel	1,3180	1,5000	1,6999	2,8984
MMF NA = 0,5	UMD	1,3184	1,4999	1,6990	2,8881
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3182	1,5000	1,6996	2,8950

TABLEAU B.14 – Indices moyens pour un bruit de 2%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00030	0,00007	0,00053	0,00450
	Gauss	0,00030	0,00007	0,00052	0,00446
	Bessel	0,00030	0,00007	0,00053	0,00444
MMF NA = 0,39	UMD	0,00030	0,00007	0,00052	0,00446
	Gauss	0,00030	0,00007	0,00052	0,00448
	Bessel	0,00030	0,00007	0,00053	0,00449
MMF NA = 0,5	UMD	0,00030	0,00007	0,00053	0,00442
	Gauss	0,00030	0,00007	0,00053	0,00447
	Bessel	0,00030	0,00007	0,00053	0,00444

TABLEAU B.15 – Écarts-type σ pour un bruit de 2%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00090	0,00020	0,00159	0,01349
	Gauss	0,00091	0,00020	0,00157	0,01338
	Bessel	0,00091	0,00020	0,00158	0,01332
MMF NA = 0,39	UMD	0,00090	0,00020	0,00157	0,01339
	Gauss	0,00091	0,00020	0,00156	0,01343
	Bessel	0,00090	0,00020	0,00160	0,01348
MMF NA = 0,5	UMD	0,00089	0,00020	0,00158	0,01325
	Gauss	0,00091	0,00020	0,00158	0,01340
	Bessel	0,00089	0,00020	0,00159	0,01332

TABLEAU B.16 – Valeur 3σ pour un bruit de 2%

B.4.5 Bruit de 5%

Les valeurs des indices moyens, écarts-type σ et intervalles 3σ de l'étude statistique pour un bruit de 5% sont présentées dans les tableaux B.17, B.18 et B.19, respectivement.

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	1,3180	1,5000	1,7000	2,8997
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9000
	Bessel	1,3180	1,5000	1,7000	2,8998
MMF NA = 0,39	UMD	1,3181	1,5000	1,6997	2,8961
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9002
	Bessel	1,3181	1,5000	1,6999	2,8984
MMF NA = 0,5	UMD	1,3184	1,4999	1,6990	2,8884
	Gauss	1,3180	1,5000	1,7000	2,9002
	Bessel	1,3182	1,5000	1,6996	2,8950

TABLEAU B.17 – Indices moyens pour un bruit de 5%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00075	0,00017	0,00132	0,01126
	Gauss	0,00075	0,00017	0,00132	0,01121
	Bessel	0,00076	0,00017	0,00130	0,01136
MMF NA = 0,39	UMD	0,00076	0,00017	0,00133	0,01121
	Gauss	0,00075	0,00017	0,00131	0,01123
	Bessel	0,00075	0,00017	0,00132	0,01115
MMF NA = 0,5	UMD	0,00074	0,00017	0,00132	0,01112
	Gauss	0,00077	0,00017	0,00130	0,01119
	Bessel	0,00076	0,00017	0,00132	0,01119

TABLEAU B.18 – Écarts-type σ pour un bruit de 5%

		$n_2 = 1,3180$	$n_2 = 1,5$	$n_2 = 1,7$	$n_2 = 2,9$
MMF NA = 0,22	UMD	0,00226	0,00051	0,00395	0,03379
	Gauss	0,00224	0,00051	0,00397	0,03362
	Bessel	0,00228	0,00051	0,00391	0,03409
MMF NA = 0,39	UMD	0,00227	0,00050	0,00398	0,03363
	Gauss	0,00226	0,00051	0,00393	0,03369
	Bessel	0,00226	0,00051	0,00396	0,03344
MMF NA = 0,5	UMD	0,00222	0,00051	0,00395	0,03336
	Gauss	0,00230	0,00051	0,00391	0,03358
	Bessel	0,00227	0,00050	0,00395	0,03356

TABLEAU B.19 – Valeur 3σ pour un bruit de 5%

B.5 Indices mesurés des mélanges eau-isopropanol

Teneur en alcool (%)	Indice SMF	Indice MMF
0	1,3166	1,3170
10	1,3270	1,3268
20	1,3356	1,3360
30	1,3443	1,3439
40	1,3494	1,3492
50	1,3542	1,3545
60	1,3584	1,3586
70	1,3624	1,3619
80	1,3650	1,3648
90	1,3661	1,3661
100	1,3661	1,3661

TABLEAU B.20 – Indices optiques des mélanges eau-isopropanol, à 1550 nm et 25°C

B.6 Indices mesurés des mélanges eau-chlorure de sodium

Concentration (g/L)	Indice SMF	Indice MMF
0	1,3166	1,3170
50	1,3243	1,3247
98	1,3319	1,3314
149	1,3387	1,3379
201	1,3456	1,3457
249	1,3512	1,3509
299	1,3561	1,3569
351	1,3622	1,3627

TABLEAU B.21 – Indices optiques des mélanges eau-chlorure de sodium, à 1550 nm et 25°C

Bibliographie

1. SIMAR, A. *Impact du vieillissement humide sur le comportement d'un composite à matrice organique tissé fabriqué par injection RTM : Mise en évidence d'un couplage entre absorption d'eau et thermo-oxydation de la matrice* - Thèse de doctorat (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique, 2014).
2. TUAL, N. *Durabilité des matériaux composites carbone/époxy pour applications pales d'hydroliennes* - Thèse de doctorat (Université de Bretagne Occidentale, 2015).
3. COURVOISIER, E., BICABA, Y. & COLIN, X. Conséquences de l'oxydation sur l'absorption d'eau dans les matrices PEEK et PEI. *Matériaux & Techniques* **108**, 205. doi :10.1051/mattech/2020025 (2020).
4. CHAILLEUX, E. *Suivi en multidétection in situ des processus de polymérisation des systèmes époxydes pour matériaux composites* - Thèse de doctorat (Ecole Centrale de Lyon, 2001).
5. DI SANTE, R. Fibre optic sensors for structural health monitoring of aircraft composite structures : Recent advances and applications. *Sensors* **15**. doi :10.3390/s150818666 (2015).
6. HEXCEL COMPOSITES. *HexTow® Carbon Fiber Selector Guide*
7. SHIVAKUMAR, K. & EMMANWORI, L. Mechanics of Failure of Composite Laminates with an Embedded Fiber Optic Sensor. *Journal of Composite Materials* **38**, 669-680. doi :10.1177/0021998304042393 (2004).
8. RAMAKRISHNAN, M., RAJAN, G., SEMENOVA, Y. & FARRELL, G. Overview of fiber optic sensor technologies for strain/temperature sensing applications in composite materials. *Sensors* **16**. doi :10.3390/s16010099 (2016).
9. WHITAKER, A. *Structural Health Monitoring of Composite Structures Using Fiber Optic Sensors* - Thèse de doctorat (University of California, 2003). doi :10.1353/pla.2003.0032.
10. FERDINAND, P. Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg. *Techniques de l'ingénieur* (1999).
11. FERDINAND, P. Réseaux de capteurs à fibres optiques - Mesures et multiplexage. *Techniques de l'ingénieur* (2008).
12. BORN, M. & WOLF, E. *Principles of Optics* 60th Anniversary Edition (Cambridge University Press, 2019).
13. HECHT, E. *Optics* 5th Edition (Pearson, 2017).
14. SIHVOLA, A. *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications* (The Institution of Engineering et Technology, 2008).
15. CUSANO, A., BREGLIO, G., GIORDANO, M., CALABRÒ, A., CUTOLO, A. & NICOLAIS, L. Optoelectronic sensor for cure monitoring in thermoset-based composites. *Sensors and Actuators, A : Physical* **84**, 270-275. doi :10.1016/S0924-4247(00)00361-7 (2000).

16. VACHER, S., MOLIMARD, J., GAGNAIRE, H. & VAUTRIN, A. A Fresnel's reflection optical fiber sensor for thermoset polymer cure monitoring. *Polymers and Polymer Composites* **12**, 269-276. doi :10.1177/096739110401200402 (2004).
17. ADURIZ, X.-A. *Suivi in-situ de la mise en forme de pièces composites par capteurs à fibres optiques* - Thèse de doctorat (Université de Nantes, 2007).
18. GRANGEAT, R., GIRARD, M., LUPI, C., LEDUC, D. & JACQUEMIN, F. Measurement of the local water content of an epoxy adhesive by fiber optic sensor based on Fresnel reflection. *Mechanical Systems and Signal Processing* **91**. doi :10.1016/j.ymssp.2019.106439 (2019).
19. FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B. & SANDS, M. *The Feynman Lectures on Physics - Mainly Mechanics, Radiation, and Heat* The New Millenium Edition (Basic Books, 2010).
20. FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B. & SANDS, M. *The Feynman Lectures on Physics - Mainly Electromagnetism and Matter* The New Millenium Edition (Basic Books, 2010).
21. *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials* (éd. KASAP, S. & CAPPER, P.) doi :10.1007/978-3-319-48933-9 (Springer International Publishing, 2017).
22. INAGAKI, T., ARAKAWA, E. T. & WILLIAMS, M. W. Optical properties of liquid mercury. *Physical Review B* **23**, 5246-5262. doi :10.1103/PhysRevB.23.5246 (1981).
23. CIDDOR, P. E. Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared. *Appl. Opt.* **35**, 1566-1573. doi :10.1364/AO.35.001566 (1996).
24. HALE, G. M. & QUERRY, M. R. Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- μ m Wavelength Region. *Applied Optics* **12**, 555-563. doi :10.1364/AO.12.000555 (1973).
25. AUGUSTE, J.-L., BLONDY, J.-M. & ROY, P. La fibre optique microstructurée air-silice. *Techniques de l'ingénieur* (2005).
26. PAVY, D. & BURLET, P.-A. Elaboration des fibres optiques. *Techniques de l'ingénieur* (1988).
27. BOUSSARD-PLÉDEL, C., TROLÈS, J., BUREAU, B., ZHANG, X.-h., ADAM, J.-L. & NAZABAL, V. Fibres et guides planaires en verre de chalcogénures pour l'optique infrarouge. *Techniques de l'ingénieur* (2016).
28. ROUXEL, T. Elastic properties and short-to medium-range order in glasses. *Journal of the American Ceramic Society* **90**, 3019-3039. doi :10.1111/j.1551-2916.2007.01945.x (2007).
29. PETERS, K. Polymer optical fiber sensors - A review. *Smart Materials and Structures* **20**. doi :10.1088/0964-1726/20/1/013002 (2011).
30. ABRATE, S., GAUDINO, R. & GUIDO, P. *Step-Index PMMA Fibers and Their Applications in Current Developments in Optical Fiber Technology* 111-133 (2013). doi :10.5772/46191.
31. BUNDALO, I.-L., NIELSEN, K., WOYESSA, G. & BANG, O. Long term strain behavior of PMMA-based polymer optical fibers in *24th International Conference on Optical Fibre Sensors* **9634** (SPIE, 2015), 1072-1075. doi :10.1117/12.2195267.

32. CARROLL, K. E., ZHANG, C., WEBB, D. J., KALLI, K., ARGYROS, A. & LARGE, M. C. J. Thermal response of Bragg gratings in PMMA microstructured optical fibers. *Optics Express* **15**, 8844-8850. doi :10.1364/OE.15.008844 (2007).
33. ZHANG, W., ABANG, A., WEBB, D. J. & PENG, G. D. Wavelength drift of PMMA-based optical fiber bragg grating induced by optical absorption. *IEEE Photonics Technology Letters* **27**, 336-339. doi :10.1109/LPT.2014.2371066 (2015).
34. YEO, T. L., SUN, T., GRATAN, K. T. V., PARRY, D., LADE, R. & POWELL, B. D. Polymer-coated fiber Bragg grating for relative humidity sensing. *IEEE Sensors Journal* **5**, 1082-1089. doi :10.1109/JSEN.2005.847935 (2005).
35. SZCZUROWSKI, M. K., MARTYNKIEN, T., STATKIEWICZ-BARABACH, G., KHAN, L., WEBB, D. J., YE, C., DULIEU-BARTON, J. & URBANCZYK, W. Measurements of stress-optic coefficient and Young's modulus in PMMA fibers drawn under different conditions. *Proceedings of SPIE* **7714**. doi :10.1117/12.855089 (2010).
36. WOYESSA, G., NIELSEN, K., STEFANI, A., MARKOS, C. & BANG, O. Temperature insensitive hysteresis free highly sensitive polymer optical fiber Bragg grating humidity sensor. *Optics Express* **24**, 1206. doi :10.1364/OE.24.001206 (2016).
37. ZHANG, W. & WEBB, D. J. Humidity responsivity of poly(methyl methacrylate)-based optical fiber Bragg grating sensors. *Optics Letters* **39**, 3026. doi :10.1364/OL.39.003026 (2014).
38. WEI, W., XIAOTIAN, S. & YING, W. Sapphire Fiber-optic Temperature Sensor Based on Black-body Radiation Law. *Procedia Engineering* **99**, 1179-1184. doi :10.1016/j.proeng.2014.12.701 (2015).
39. FETH, S. *Sapphire Optical Fiber Sensors* - Thèse de doctorat (Virginia Polytechnic Institute and State University, 1991).
40. DUPONT, P. Mesures sur fibres optiques. *Techniques de l'ingénieur* (2004).
41. GUYARD, R. *Capteur à fibre optique pour la mesure de déformation au sein des matériaux* - Thèse de doctorat (Université de Nantes, 2015).
42. GÓMEZ-CASTELLANOS, I. Intensity distributions and cutoff frequencies of linearly polarized modes for a step-index elliptical optical fiber. *Optical Engineering* **46**, 045003. doi :10.1117/1.2719698 (2007).
43. OKOSHI, T. *Optical Fibers* (Academic Press, 1982).
44. FESTINGER, J.-C. Capteurs à fibres optiques. Présentation. *Techniques de l'ingénieur* (2007).
45. CAUCHETEUR, C. Introduction aux capteurs à fibre optique. *Techniques de l'ingénieur* (2012).
46. FESTINGER, J.-C. Capteurs à fibres optiques. Mesures et contrôles. *Techniques de l'ingénieur* (2007).

47. CORREIA, R., JAMES, S., LEE, S. W., MORGAN, S. P. & KORPOSH, S. Biomedical application of optical fibre sensors. *Journal of Optics* **20**, 073003. doi :10.1088/2040-8986/aac68d (2018).
48. KUHNHENN, J. *et al.* Radiation-Hardened Fiber Bragg Grating Based Sensors for Harsh Environments. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **64**, 2307-2311. doi :10.1109/TNS.2017.2673023 (2017).
49. PICCOLO, A. *Tunnel structural health monitoring in radioactive environment based on special distributed optical fibre strain sensing cables* - Thèse de doctorat (Université de Nantes, 2020).
50. INAUDI, D. & GLISIC, B. Long-range pipeline monitoring by distributed fiber optic sensing. *Journal of Pressure Vessel Technology* **132**, 011701. doi :10.1115/1.3062942 (2010).
51. THÉVENAZ, L. Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers : State of the art and perspectives. *Frontiers of Optoelectronics in China* **3**, 13-21. doi :10.1007/s12200-009-0086-9 (2010).
52. PEATROSS, J. & MICHAEL, W. *Physics of Light and Optics* (Brigham Young University, 2014).
53. MARCUSE, D. Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices. *Bell System Technical Journal* **56**, 703-718. doi :10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x (1977).
54. LEO, S. D. & MAIA, G. G. Lateral shifts and angular deviations of Gaussian optical beams reflected by and transmitted through dielectric blocks : a tutorial review. *Journal of Modern Optics* **66**, 2142-2194. doi :10.1080/09500340.2019.1696995 (2019).
55. KIM, C.-B. & SU, C. B. Measurement of the refractive index of liquids at 1.3 and 1.5 micron using a fibre optic Fresnel ratio meter. *Measurement Science and Technology* **15**, 1683-1686. doi :10.1088/0957-0233/15/9/002 (2004).
56. PU, S., CHEN, X., CHEN, Y., LIAO, W., CHEN, L. & XIA, Y. Measurement of the refractive index of a magnetic fluid by the retroreflection on the fiber-optic end face. *Applied Physics Letters* **86**, 1-3. doi :10.1063/1.1905808 (2005).
57. SHLYAGIN, M. G., MARTÍNEZ MANUEL, R. & ESTEBAN, O. Optical-fiber self-referred refractometer based on Fresnel reflection at the fiber tip. *Sensors and Actuators, B : Chemical* **178**, 263-269. doi :10.1016/j.snb.2012.12.092 (2013).
58. KIM, H. J., BYUN, H., SONG, Y. B., SHIN, S. H., CHO, S., PYEON, C. H. & LEE, B. Multi-channel fiber-optic temperature sensor system using an optical time-domain reflectometer. *Results in Physics* **11**, 743-748. doi :10.1016/j.rinp.2018.10.024 (2018).
59. YUAN, J., ZHAO, C., YE, M., KANG, J., ZHANG, Z. & JIN, S. A Fresnel reflection-based optical fiber sensor system for remote refractive index measurement using an OTDR. *Photonic Sensors* **4**, 48-52. doi :10.1007/s13320-013-0131-6 (2014).

60. CHEN, J. H., HUANG, X. G., HE, W. X. & TAO, J. A parallel-multipoint fiber-optic temperature sensor based on Fresnel reflection. *Optics and Laser Technology* **43**, 1424-1427. doi :10.1016/j.optlastec.2011.04.012 (2011).
61. ZHAO, C. L., LI, J., ZHANG, S., ZHANG, Z. & JIN, S. Simple fresnel reflection-based optical fiber sensor for multipoint refractive index measurement using an awg. *IEEE Photonics Technology Letters* **25**, 606-608. doi :10.1109/LPT.2013.2243833 (2013).
62. XU, W., HUANG, X. G. & PAN, J. S. Simple fiber-optic refractive index sensor based on Fresnel reflection and optical switch. *IEEE Sensors Journal* **13**, 1571-1574. doi :10.1109/JSEN.2012.2236751 (2013).
63. YÜKSEL, K. Optical fiber sensor system for remote and multi-point refractive index measurement. *Sensors and Actuators, A : Physical* **250**, 29-34. doi :10.1016/j.sna.2016.09.003 (2016).
64. SAMPATH, U., KIM, D.-g., KIM, H. & SONG, M. *Fresnel-reflection-based fiber optic cryogenic temperature sensor* in *25th International Conference on Optical Fibers Sensors* (2017). doi :10.1117/12.2265591.
65. CHEN, J. & HUANG, X. Fresnel-reflection-based fiber sensor for on-line measurement of ambient temperature. *Optics Communications* **283**, 1674-1677. doi :10.1016/j.optcom.2009.12.051 (2010).
66. FUJIWARA, E., TAKEISHI, R. T., HASE, A., ONO, E., SANTOS, J. S. & SUZUKI, C. K. Real-time optical fibre sensor for hydro-alcoholic solutions. *Measurement Science and Technology* **21**. doi :10.1088/0957-0233/21/9/094035 (2010).
67. ZHAO, J. R., HUANG, X. G. & CHEN, J. H. A Fresnel-reflection-based fiber sensor for simultaneous measurement of liquid concentration and temperature. *Journal of Applied Physics* **106**, 1-6. doi :10.1063/1.3239851 (2009).
68. ZHU, P. Q., WANG, J. J., RAO, F., YU, C., ZHOU, G. & HUANG, X. G. Differential Fresnel-reflection-based fiber biochemical sensor with temperature self-compensation for high-resolution measurement of Cd ²⁺ concentration in solution. *Sensors and Actuators, B : Chemical* **282**, 644-649. doi :10.1016/j.snb.2018.11.126 (2019).
69. NING, X., ZHAO, C., SHI, F. & JIN, S. Multipoint chemical vapor measurement by zeolite thin film-coated Fresnel reflection-based fiber sensors with an Array-Waveguide Grating. *Sensors and Actuators, B : Chemical* **227**, 533-538. doi :10.1016/j.snb.2015.12.059 (2016).
70. LI, J. Y., HUANG, X. G., XU, W., XIAO, D. R. & ZHONG, Z. B. A fiber-optic pH sensor based on relative Fresnel reflection technique and biocompatible coating. *Optical Fiber Technology* **20**, 28-31. doi :10.1016/j.yofte.2013.11.002 (2014).
71. ZHAO, X., ZHANG, Z., GUO, K., HE, J., ZHOU, G. & HUANG, X. Fresnel-reflection-based fiber sensor for UV adhesive cure monitoring. *Optics Communications* **474**, 126099. doi :10.1016/j.optcom.2020.126099 (2020).

72. MANI, P., RALLAPALLI, A., MACHAVARAM, V. R. & SIVARAMAKRISHNA, A. Monitoring phase changes in supercooled aqueous solutions using an optical fiber Fresnel reflection sensor. *Optics Express* **24**, 5395. doi :10.1364/oe.24.005395 (2016).
73. HAN, W., REBOW, M., LIU, D., FARRELL, G., SEMENOVA, Y. & WU, Q. Optical fiber Fresnel reflection sensor for direct detection of the solid-liquid phase change in n-octadecane. *Measurement Science and Technology* **29**. doi :10.1088/1361-6501/aaeabb (2018).
74. BURTON, G., MELO, L., WARWICK, S., JUN, M., BAO, B., SINTON, D. & WILD, P. Fiber refractometer to detect and distinguish carbon dioxide and methane leakage in the deep ocean. *International Journal of Greenhouse Gas Control* **31**, 41-47. doi :10.1016/j.ijggc.2014.09.015 (2014).
75. CUSANO, A., BREGGIO, G., GIORDANO, M., CALABRÒ, A., CUTOLO, A. & NICOLAIS, L. Optoelectronic characterization of the curing process of thermoset-Based composites. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **3**, 126-130. doi :10.1088/1464-4258/3/2/305 (2001).
76. OELHAFEN, J., MAYR, T., DORNER, F., MOUTZOURIS, K., ROTH, J. & DRECHSLER, K. Fiber Optic Measurement System for Fresnel Reflection Sensing : Calibration, Uncertainty, and Exemplary Application in Temperature-Modulated Isothermal Polymer Curing. *Journal of Lightwave Technology* **36**, 939-945. doi :10.1109/JLT.2017.2757525 (2018).
77. ADURIZ, X.-A. *et al.* Quantitative control of RTM6 epoxy resin polymerisation by optical index determination. *Composites Science and Technology* **67**, 3196-3201. doi :10.1016/j.compscitech.2007.04.008 (2007).
78. SAMPATH, U., KIM, H., KIM, D. G., KIM, Y. C. & SONG, M. In-situ cure monitoring of wind turbine blades by using fiber bragg grating sensors and fresnel reflection measurement. *Sensors* **15**, 18229-18238. doi :10.3390/s150818229 (2015).
79. SAMPATH, U., KIM, D., KIM, H. & SONG, M. Fiber-optic miniature sensor for in situ temperature monitoring of curing composite material. *Journal of Modern Optics* **65**, 781-787. doi :10.1080/09500340.2017.1401131 (2018).
80. ROBERT, L. & DUSSERRE, G. Anisothermal Thermosetting Resin Cure Monitored by Optical Fiber Refractometer. *Polymer Engineering & Science* **54**, 626-635. doi :10.1002/pen.23596 (2014).
81. GRANGEAT, R., GIRARD, M., LUPI, C., LEDUC, D. & JACQUEMIN, F. Revealing of interphases in bonded joints with a fiber optic sensor based on Fresnel reflection. *International Journal of Adhesion and Adhesives* **91**, 12-18. doi :10.1016/j.ijadhadh.2019.02.009 (2019).
82. DEFAUCHY, V., LE CORRE, H. & COLIN, X. Simulation of the oxygen permeability of a composite container. *Journal of Composites Science* **2**. doi :10.3390/jcs2020021 (2018).
83. SAUNDERS, J. E., SANDERS, C., CHEN, H. & LOOCK, H.-P. Refractive indices of common solvents and solutions at 1550 nm. *Applied Optics* **55**, 947-953. doi :10.1364/ao.55.000947 (2016).

84. AROSA, Y., RODRÍGUEZ FERNÁNDEZ, C. D., LÓPEZ LAGO, E., AMIGO, A., VARELA, L. M., CABEZA, O. & de la FUENTE, R. Refractive index measurement of imidazolium based ionic liquids in the Vis-NIR. *Optical Materials* **73**, 647-657. doi :10.1016/j.optmat.2017.09.028 (2017).
85. KACHIRAJU, S. R. & GREGORY, D. A. Determining the refractive index of liquids using a modified Michelson interferometer. *Optics and Laser Technology* **44**, 2361-2365. doi :10.1016/j.optlastec.2012.04.020 (2012).
86. BILRO, L., ALBERTO, N., PINTO, J. L. & NOGUEIRA, R. N. A simple and low-cost cure monitoring system based on a side-polished plastic optical fibre. *Measurement Science and Technology* **21**. doi :10.1088/0957-0233/21/11/117001 (2010).
87. APRIYANTO, H., RAVET, G., BERNAL, O. D., CATTOEN, M., SEAT, H. C., CHAVAGNAC, V., SURRE, F. & SHARP, J. H. Comprehensive Modeling of Multimode Fiber Sensors for Refractive Index Measurement and Experimental Validation. *Scientific Reports* **8**, 5912. doi :10.1038/s41598-018-24153-0 (2018).
88. COLLETT, E. *Field Guide to Polarization* doi :10.1117/3.626141 (SPIE Press, 2005).
89. SIMON, M. C. & PEREZ, L. I. Reflection and Transmission Coefficients in Uniaxial Crystals. *Journal of Modern Optics* **38**, 503-518. doi :10.1080/09500349114552751 (1991).
90. LAKHTAKIA, A., VARADAN, V. K. & VARADAN, V. V. Reflection and transmission of plane waves at the planar interface of a general uniaxial medium and free space. *Journal of Modern Optics* **38**, 649-657. doi :10.1080/09500349114550651 (1991).
91. LEKNER, J. Reflection and refraction by uniaxial crystals. *Journal of Physics : Condensed Matter* **3**, 6121-6133. doi :10.1088/0953-8984/3/32/017 (1991).
92. GU, C. & YEH, P. Extended Jones matrix method II. *Journal of the Optical Society of America A* **10**, 966-973. doi :10.1364/JOSAA.10.000966 (1993).
93. ZHANG, Z. & CAULFIELD, H. J. Reflection and refraction by interfaces of uniaxial crystals. *Optics and Laser Technology* **28**, 549-553. doi :10.1016/S0030-3992(96)00022-9 (1996).
94. YEH, P. Extended Jones matrix method. *Journal of the Optical Society of America* **72**, 507-513. doi :10.1364/JOSA.72.000507 (1982).
95. GU, C. & YEH, P. Extended Jones matrix method and its application in the analysis of compensators for liquid crystal displays. *Displays* **20**, 237-257. doi :10.1016/S0141-9382(99)00028-1 (1999).
96. *Physical Properties of Liquid Crystals* (éd. DEMUS, D., GOODBY, J. W., GRAY, G. W., SPIESS, H.-W. & VILL, V.) (Wiley-VCH, 1999).
97. GAILLARD, V. *Réflexométrie en lumière polarisée faiblement cohérente* - Thèse de doctorat (Université de Nantes, 2009).

98. FROGGATT, M. E., GIFFORD, D. K., KREGER, S., WOLFE, M. & SOLLER, B. J. Characterization of polarization-maintaining fiber using high-sensitivity optical-frequency-domain reflectometry. *Journal of Lightwave Technology* **24**, 4149-4154. doi :10.1109/JLT.2006.883607 (2006).
99. CHARTIER, T., GREVERIE, C., SELLE, L., CARLUS, L., BOUQUET, G. & de MONTMORILLON, L.-A. Measurement of the stress-optic coefficient of single-mode fibers using a magneto-optic method. *Optics Express* **11**, 2561. doi :10.1364/OE.11.002561 (2003).
100. VIZET, J. *Conception d'un dispositif de caractérisation polarimétrique de Mueller à travers une fibre optique endoscopique, destiné à l'imagerie biomédicale avancée* - Thèse de doctorat (Université de Limoges, 2015).
101. BÈS, C. *Conception d'un système laser de mesures de déplacements par interférométrie à rétroinjection optique dans le cas de feedbacks faible et modéré* - Thèse de doctorat (Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006).
102. UGALE, S. P. & MISHRA, V. Modeling and characterization of fiber Bragg grating for maximum reflectivity. *Optik* **122**, 1990-1993. doi :10.1016/j.ijleo.2010.12.017 (2011).
103. CHEN, Y., LI, J., YANG, Y., CHEN, M., LI, J. & LUO, H. Numerical modeling and design of mid-infrared FBG with high reflectivity. *Optik* **124**, 2565-2568. doi :10.1016/j.ijleo.2012.07.016 (2013).
104. KELLY, S. & O'NEILL, M. *Liquid crystals for electro-optic applications* in *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices* (éd. NALWA, H. S.) 1-66 (Academic Press, 2001). doi :10.1016/B978-012513745-4/50057-3.
105. TSUKIJI, M., KOWA, H., MURAKI, K., UMEDA, N., IMOTO, K., KANASAKI, M., TAHARA, K., MORII, K. & TAJITSU, Y. Measurement system for very small photoelastic constant of polymer films. *Macromolecular Symposia* **242**, 235-240. doi :10.1002/masy.200651032 (2006).
106. TAGAYA, A. & KOIKE, Y. Compensation and control of the birefringence of polymers for photonics. *Polymer Journal* **44**, 306-314. doi :10.1038/pj.2011.141 (2012).
107. SZCZUROWSKI, M. K., MARTYNKIEN, T., STATKIEWICZ-BARABACH, G., URBANCZYK, W., KHAN, L. & WEBB, D. J. Measurements of stress-optic coefficient in polymer optical fibers. *Optics Letters* **35**, 2013. doi :10.1364/ol.35.002013 (2010).
108. KAGAWA, Y., IBA, H., TANAKA, M., SATO, H. & CHANG, T. Fabrication and optical/thermal properties of glass particle-epoxy optically transparent composites. *Acta Materialia* **46**, 265-271. doi :10.1016/S1359-6454(97)00190-0 (1998).
109. LE, S. D., ROCHARD, P., BRIAND, J. B., QUÉTEL, L., CLAUDOT, S. & THUAL, M. Coupling Efficiency and Reflectance Analysis of Graded Index Expanded Beam Connectors. *Journal of Lightwave Technology* **34**, 2092-2099. doi :10.1109/JLT.2016.2525804 (2016).
110. INSOU, X., QUÉTEL, L., CLAUDOT, S. & THUAL, M. Expanded beam connectors for single mode optical fiber sensor applications in harsh environment. *26th International Conference on Optical Fiber Sensors*. doi :10.1364/OFS.2018.TuE31 (2018).

111. GORDELIER, T., THIES, P. R., RINALDI, G. & JOHANNING, L. Investigating Polymer Fibre Optics for Condition Monitoring of Synthetic Mooring Lines. *Journal of Marine Science and Engineering* **8**, 103. doi :10.3390/jmse8020103 (2020).
112. VILLATORO, J., MONZON-HERNANDEZ, D. & TALAVERA, D. High resolution refractive index sensing with cladded multimode tapered optical fibre. *Electronics letters* **40**, 106-107. doi :10.1049/e1:20040069 (2004).
113. MARKIEWICZ, K., KACZOROWSKI, J., YANG, Z., SZOSTKIEWICZ, L., DOMINGUEZ-LOPEZ, A., WILCZYNSKI, K., NAPIERALA, M., NASIŁOWSKI, T. & THÉVENAZ, L. Frequency scanned phase sensitive optical time-domain reflectometry interrogation in multimode optical fibers. *APL Photonics* **5**, 031302. doi :10.1063/1.5138728 (2020).
114. CHANCLOU, P., RAMANITRA, H., GRAVEY, R. & THUAL, A. Design and performance of expanded mode fiber using microoptics. *Journal of Lightwave Technology* **20**, 836-842. doi :10.1109/JLT.2002.1007937 (2002).
115. GLOGE, D. Optical Power Flow in Multimode Fibers. *Bell System Technical Journal* **51**, 1767-1783. doi :10.1002/j.1538-7305.1972.tb02682.x (1972).
116. ZIEMANN, O., KRAUSER, J., ZAMZOW, P. E. & DAUM, W. *POF Handbook* 885. doi :10.1007/978-3-540-76629-2 (Springer-Verlag, 2008).
117. SAVOVIĆ, S. & DJORDJEVICH, A. Calculation of the coupling coefficient in strained step index plastic optical fibers. *Applied Optics* **47**, 4935-4939. doi :10.1364/AO.47.004935 (2008).
118. ROUSSEAU, M. & JEUNHOMME, L. Numerical Solution of the Coupled-Power Equation in Step-Index Optical Fibers. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **25**, 577-585. doi :10.1109/TMTT.1977.1129162 (1977).
119. FLEMING, J. W. Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses. **23**, 4486-4493. doi :10.1364/AO.23.004486 (1984).
120. KHODIER, S. A. Refractive index of standard oils as a function of wavelength and temperature. *Optics & Laser Technology* **34**, 125-128. doi :10.1016/S0030-3992(01)00101-3 (2002).
121. LARSEN, E. S., MEYROWITZ, R. & WILSON, A. J. C. *Measurement of refractive index in International Tables for Crystallography* 160-161 (American Cancer Society, 2006). doi :10.1107/97809553602060000587.
122. LLERA, M., TOW, K. H., BERGERAT, S., MEYER, Y., MONNERAT, S., GLORIOT, O., FLOCH, S. L., SALVADÉ, Y. & THÉVENAZ, L. Fiber Bragg grating-based thermometer for drill bit temperature monitoring. *Applied Optics* **58**, 5924. doi :10.1364/ao.58.005924 (2019).
123. KUCHUK, V. I., SHIROKOVA, I. Y. & GOLIKOVA, E. V. Physicochemical properties of water-alcohol mixtures of a homological series of lower aliphatic alcohols. *Glass Physics and Chemistry* **38**, 460-465. doi :10.1134/S1087659612050057 (2012).

124. CHU, K. Y. & THOMPSON, A. R. Densities and Refractive Indices of Alcohol-Water Solutions of n-Propyl, Isopropyl, and Methyl Alcohols. *Journal of Chemical and Engineering Data* **7**, 358-360. doi :10.1021/je60014a011 (1962).
125. *Guide to the expression of uncertainty in measurement* (Joint Committee for Guides in Metrology, 2008).
126. RODRÍGUEZ-QUIROZ, O., DOMÍNGUEZ-FLORES, C. E., MONZÓN-HERNÁNDEZ, D., MORALES-NARVÁEZ, E., MINKOVICH, V. P. & LÓPEZ-CORTÉS, D. Unambiguous refractive-index measurement in a wide dynamic-range using a hybrid fiber Fabry-Perot interferometer assisted by a fiber Bragg grating. *Optics and Laser Technology* **128**, 106236. doi :10.1016/j.optlastec.2020.106236 (2020).
127. O'KEEFFE, S., FITZPATRICK, C. & LEWIS, E. An optical fibre based ultra violet and visible absorption spectroscopy system for ozone concentration monitoring. *Sensors and Actuators B : Chemical* **125**, 372-378. doi :10.1016/j.snb.2007.02.023 (2007).
128. WU, B., LU, Y., HAO, C., DUAN, L., MUSIDEKE, M. & YAO, J. A photonic crystal fiber sensor based on differential optical absorption spectroscopy for mixed gases detection. *Optik* **125**, 2909-2911. doi :10.1016/j.ijleo.2013.11.016 (2014).
129. SURACI, S. V., FABIANI, D., XU, A., ROLAND, S. & COLIN, X. Ageing Assessment of XLPE LV Cables for Nuclear Applications through Physico-Chemical and Electrical Measurements. *IEEE Access* **8**, 27086-27096. doi :10.1109/ACCESS.2020.2970833 (2020).
130. *Springer Handbook of Lasers and Optics* 1^{re} éd. (éd. TRÄGER, F.) 1332. doi :10.1007/978-0-387-30420-5 (Springer-Verlag, 2007).
131. SANI, E. & DELL'ORO, A. Spectral optical constants of ethanol and isopropanol from ultraviolet to far infrared. *Optical Materials* **60**, 137-141. doi :10.1016/j.optmat.2016.06.041 (2016).
132. SANI, E. & DELL'ORO, A. Optical constants of ethylene glycol over an extremely wide spectral range. *Optical Materials* **37**, 36-41. doi :10.1016/j.optmat.2014.04.035 (2014).
133. BABAR, S. & WEAVER, J. H. Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited. *Applied Optics* **54**, 477. doi :10.1364/AO.54.000477 (2015).
134. SEGELSTEIN, D. J. *The complex refractive index of water* - Mémoire de master (University of Missouri, 1981).
135. DEMTRÖDER, W. *Laser Spectroscopy 1 - Basic Principles* 5^e éd., 496. doi :10.1007/978-3-642-53859-9 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014).
136. FAHRENFORT, J. Attenuated total reflection : A new principle for the production of useful infra-red reflection spectra of organic compounds. *Spectrochimica Acta* **17**, 698-709. doi :10.1016/0371-1951(61)80136-7 (1961).

137. NGONO, Y., MARÉCHAL, Y. & MERMILLIOD, N. Epoxy-amine reticulates observed by infrared spectrometry. I : Hydration process and interaction configurations of embedded H₂O molecules. *Journal of Physical Chemistry B* **103**, 4979-4985. doi :10.1021/jp984809y (1999).
138. BOUVET, G. *Relations entre microstructure et propriétés physico-chimiques et mécaniques de revêtements époxy modèles* - Thèse de doctorat (Université de La Rochelle, 2014).
139. MALITSON, I. H. Refraction and Dispersion of Synthetic Sapphire. *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 1377-1379. doi :10.1364/JOSA.52.001377 (déc. 1962).
140. BAUGHMAN, G. L., BANERJEE, S. & PERENICH, T. A. *Dye solubility in Physico-Chemical Principles of Color Chemistry* (éd. PETERS, A. T. & FREEMAN, H. S.) 145-195 (Springer, 1996). doi :10.1007/978-94-009-0091-2.
141. MUSTARD, J. F. & HAYS, J. E. Effects of hyperfine particles on reflectance spectra from 0.3 to 25 μ m. *Icarus* **125**, 145-163. doi :10.1006/icar.1996.5583 (1997).
142. CHOUDHURY, B. J. & CHANG, A. T. The solar reflectance of a snow field. *Cold Regions Science and Technology* **1**, 121-128. doi :10.1016/0165-232X(79)90005-3 (1979).
143. FREZZA, F., MANGINI, F. & TEDESCHI, N. Introduction to electromagnetic scattering : tutorial. *Journal of the Optical Society of America A* **35**, 163-173. doi :10.1364/JOSAA.35.000163 (2018).
144. BOHREN, C. F. & HUFFMAN, D. R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles* 530. doi :10.1002/9783527618156 (John Wiley & Sons, 1998).
145. SARUWATARI, M. & NAWATA, K. Semiconductor laser to single-mode fiber coupler. *Applied Optics* **18**, 1847-1856. doi :10.1364/AO.18.001847 (1979).
146. *The Mie Theory -Basics and Applications* (éd. HERGERT, W. & WRIEDT, T.) doi :10.1007/978-3-642-28738-1 (Springer-Verlag, 2012).
147. GRASSO, V., NERI, F. & FUCILE, E. Particle sizing with a simple differential light-scattering photometer : homogeneous spherical particles. *Applied Optics* **36**, 2452. doi :10.1364/AO.36.002452 (1997).
148. CARTIGNY, J. D., YAMADA, Y. & TIEN, C. L. Radiative transfer with dependent scattering by particles : Part 1—theoretical investigation. *Journal of Heat Transfer* **108**, 608-613. doi :10.1115/1.3246979 (1986).
149. *Light Scattering by Nonspherical Particles* (éd. MISHCHENKO, M. I., HOVENIER, J. W. & TRAVIS, L. D.) 720 (Academic Press, 2000).
150. BREWSTER, M. Q. & TIEN, C. L. Radiative transfer in packed fluidized beds : Dependent versus independent scattering. *Journal of Heat Transfer* **104**, 573-579. doi :10.1115/1.3245170 (1982).
151. DROLEN, B. L. & TIEN, C. L. Independent and Dependent Scattering in Packed-Sphere Systems. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **1**, 63-68. doi :10.2514/3.8 (1987).

152. KOPER, G. J. Optical properties of colloidal films. *Colloids and Surfaces A : Physico-chemical and Engineering Aspects* **165**, 39-57. doi :10.1016/S0927-7757(99)00410-0 (2000).
153. MISHCHENKO, M. I., MACKOWSKI, D. W. & TRAVIS, L. D. Scattering of light by bispheres with touching and separated components. *Applied Optics* **34**, 4589. doi :10.1364/AO.34.004589 (1995).
154. CROSS, G. H. Fundamental limit to the use of effective medium theories in optics. *Optics Letters* **38**, 3057-3060. doi :10.1364/OL.38.003057 (2013).
155. GREEN, R. O., DOZIER, J., ROBERTS, D. & PAINTER, T. Spectral snow-reflectance models for grain-size and liquid-water fraction in melting snow for the solar-reflected spectrum. *Annals of Glaciology* **34**, 71-73. doi :10.3189/172756402781817987 (2002).
156. MATEU PASTOR, R. *Analyse numérique et expérimentale de plaques carbone époxy incluant une couche viscoélastique* - Thèse de doctorat (École Centrale de Nantes, 2020).
157. KENNEDY, J. & EBERHART, R. *Particle swarm optimization* in *Proceedings of ICNN'95 - International Conference on Neural Networks* **4** (1995), 1942-1948. doi :10.1109/ICNN.1995.488968.
158. EBERHART, R. & KENNEDY, J. *A new optimizer using particle swarm theory* in *MHS'95. Proceedings of the Sixth International Symposium on Micro Machine and Human Science* (1995), 39-43. doi :10.1109/MHS.1995.494215.
159. VINCENT, R. *Energy management strategies applied to photovoltaic-based residential microgrids for flexibility services purposes* - Thèse de doctorat (Université de Nantes, 2020).
160. HILLI, A. A., AL-IBADI, M., ALFADHEL, A. M., ABDULSHAHEED, S. H. & HADI, A. H. Optimal path finding in stochastic quasi-dynamic environments using particle swarm optimization. *Expert Systems with Applications* **186**, 115706. doi :10.1016/j.eswa.2021.115706 (2021).
161. HE, F. & LIU, C. *Particle Swarm Optimization Applied to a Stochastic Optimization Problem* in *2010 2nd International Workshop on Database Technology and Applications* (2010), 1-4. doi :10.1109/DBTA.2010.5658944.
162. ALRASHIDI, M. R. & EL-HAWARY, M. E. A Survey of Particle Swarm Optimization Applications in Electric Power Systems. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation* **13**, 913-918. doi :10.1109/TEVC.2006.880326 (2009).
163. CHOI, S. H. & BAE, J. W. An Effective Adjustment to the Integration of Optimal Computing Budget Allocation for Particle Swarm Optimization in Stochastic Environments. *IEEE Access* **8**, 173654-173665. doi :10.1109/ACCESS.2020.3025559 (2020).
164. ELBELTAGI, E., HEGAZY, T. & GRIERSON, D. Comparison among five evolutionary-based optimization algorithms. *Advanced Engineering Informatics* **19**, 43-53. doi :10.1016/j.aei.2005.01.004 (2005).

165. LATIFF, N. M. A., TSIMENIDIS, C. C. & SHARIF, B. S. *Performance Comparison of Optimization Algorithms for Clustering in Wireless Sensor Networks* in *2007 IEEE International Conference on Mobile Adhoc and Sensor Systems* (2007), 1-4. doi :10.1109/MOBHOC.2007.4428638.
166. SEDGHI, M., AHMADIAN, A. & ALIAKBAR-GOLKAR, M. Assessment of optimization algorithms capability in distribution network planning : Review, comparison and modification techniques. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **66**, 415-434. doi :10.1016/j.rser.2016.08.027 (2016).
167. HOUSSEIN, E. H., GAD, A. G., HUSSAIN, K. & SUGANTHAN, P. N. Major Advances in Particle Swarm Optimization : Theory, Analysis, and Application. *Swarm and Evolutionary Computation* **63**, 100868. doi :10.1016/j.swevo.2021.100868 (2021).
168. DEL VALLE, Y., VENAYAGAMOORTHY, G. K., MOHAGHEGHI, S., HERNANDEZ, J.-C. & HARLEY, R. G. Particle Swarm Optimization : Basic Concepts, Variants and Applications in Power Systems. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation* **12**, 171-195. doi :10.1109/TEVC.2007.896686 (2008).
169. KHARE, A. & RANGNEKAR, S. A review of particle swarm optimization and its applications in Solar Photovoltaic system. *Applied Soft Computing* **13**, 2997-3006. doi :10.1016/j.asoc.2012.11.033 (2013).
170. MARINI, F. & WALCZAK, B. Particle swarm optimization (PSO). A tutorial. *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems* **149**, 153-165. doi :10.1016/j.chemolab.2015.08.020 (2015).
171. DING, S., LU, R., XI, Y., LIU, G. & MA, J. Efficient well placement optimization coupling hybrid objective function with particle swarm optimization algorithm. *Applied Soft Computing* **95**, 106511. doi :10.1016/j.asoc.2020.106511 (2020).
172. SAMANY, N. N., SHEYBANI, M. & ZLATANOVA, S. Detection of safe areas in flood as emergency evacuation stations using modified particle swarm optimization with local search. *Applied Soft Computing* **111**, 107681. doi :10.1016/j.asoc.2021.107681 (2021).
173. KERDPHOL, T., QUDAIH, Y. & MITANI, Y. Optimum battery energy storage system using PSO considering dynamic demand response for microgrids. *International Journal of Electrical Power & Energy Systems* **83**, 58-66. doi :10.1016/j.ijepes.2016.03.064 (2016).
174. ZIELINSKI, K. & LAUR, R. Stopping Criteria for a Constrained Single-Objective Particle Swarm Optimization Algorithm. *Informatica* **31**, 51-59 (2007).
175. JAMIL, M., YANG, X.-S. & ZEPERNICK, H.-J. *8-Test Functions for Global Optimization : A Comprehensive Survey* in *Swarm Intelligence and Bio-Inspired Computation* (éd. YANG, X.-S., CUI, Z., XIAO, R., GANDOMI, A. H. & KARAMANOGU, M.) 193-222 (Elsevier, 2013). doi :10.1016/B978-0-12-405163-8.00008-9.
176. FRISVAD, J. R., CHRISTENSEN, N. J. & JENSEN, H. W. Computing the scattering properties of participating media using Lorenz-Mie theory. *ACM Transactions on Graphics* **26**, 60. doi :10.1145/1276377.1276452 (2007).

« *Another happy landing!* »
O-B. K., Coruscant, 19 av. BY

Titre : Capteurs à fibre optique basés sur la réflexion de Fresnel : applications aux fibres à maintien de polarisation, aux fibres multimodes et à la spectroscopie

Mots clés : capteur de Fresnel, fibre biréfringente, fibre multimode, spectroscopie, diffusion de Mie

Résumé : La mesure de l'indice optique d'un milieu est un moyen d'obtenir des informations comme les éléments chimiques qui le composent, sa température ou sa pression. Le capteur dit de Fresnel, basé sur la mesure de la puissance réfléchie à l'extrémité d'une fibre optique monomode, est un moyen simple de réaliser des mesures d'indice optique, et est adapté à des mesures *in-situ* de réticulation ou de teneur en eau dans des structures composites. Néanmoins, ce capteur ponctuel ne permet de faire des mesures que sur une petite zone à l'extrémité de la fibre, le rendant très sensible aux perturbations locales.

Cette thèse étudie la possibilité d'utiliser des structures de fibres spéciales en tant que capteur de Fresnel, d'un point de vue théorique et expérimental, afin d'élargir le champ

de mesures possibles. Les fibres optiques biréfringentes sont d'abord considérées, avec l'objectif de réaliser des mesures d'anisotropie optique. Les fibres multimodes sont ensuite étudiées afin d'augmenter sensiblement le volume de mesure grâce à leur diamètre de cœur important, et de valider l'emploi de fibres plastiques à bas coût en tant que capteur de Fresnel. Enfin, l'utilisation de la spectroscopie sur un capteur de Fresnel est envisagée, avec l'objectif d'utiliser les possibles bandes d'absorption dans un milieu pour obtenir des informations supplémentaires sur ce dernier, ou bien de prendre en compte la diffusion de la lumière par des particules situées à l'extrémité de la fibre.

Title: Optical fiber sensors based on Fresnel reflection: application to polarization-maintaining fibers, multimode fibers, and to spectroscopy

Keywords: Fresnel sensor, polarization-maintaining fiber, multimode fiber, spectroscopy, Mie diffusion

Abstract: Refractive index measurement is a way to obtain information on a medium, such as the elements composing it, its temperature or its pressure. The so-called Fresnel sensor, based on the measurement of the reflected power at the end of a single-mode optical fiber, is a simple way to perform refractive index measurements, and is suitable for *in-situ* measurements of curing or water content in composite structures. Nevertheless, this point sensor only allows measurements on a small area at the end of the fiber, making it very sensitive to local disturbances.

This thesis investigates the possibility of using special fiber structures as Fresnel sensors, from a theoretical and experimental point of view, in order to widen the

field of possible measurements. Polarization-maintaining optical fibers are first considered, with the objective to realize optical anisotropy measurements. Multimode fibers are then studied in order to significantly increase the measurement volume thanks to their large core diameter, and to validate the use of low cost plastic fibers as Fresnel sensors. Finally, the use of spectroscopy on a Fresnel sensor is considered, with the objective of using the possible absorption bands in a medium to obtain additional information about it, or to take into account the scattering of light by particles located at the end of the fiber.