

Caractérisation du couplage de mode et de la biréfringence dans les fibres de télécommunication

1	LES METHODES EXPERIMENTALES UTILISEES	135
1.1	METHODES REFLECTOMETRIQUES.....	135
1.1.1	<i>Exemple de configuration de mesure</i>	<i>137</i>
1.1.2	<i>Caractérisation de la distribution de la biréfringence.....</i>	<i>137</i>
1.1.2.1	Mesure de biréfringence et de la longueur de corrélation.....	138
1.1.2.2	Mesure de la rotation des axes propres.....	139
1.1.2.3	Mesure du vrillage imprimé lors du fibrage.....	141
1.1.3	<i>Conclusion du paragraphe.....</i>	<i>143</i>
1.2	METHODE MAGNETO OPTIQUE	144
2	CARACTERISATION DES EFFETS DE POLARISATION DANS LE REGIME LONGUE DISTANCE.....	146
2.1	MESURE DE LA PERIODE DE ROTATION DE LA FIBRE.....	146
2.1.1	<i>Caractéristiques de l'appareil de mesure et description du montage.....</i>	<i>146</i>
2.1.2	<i>Caractérisation du vrillage.....</i>	<i>147</i>
2.1.2.1	Simulation de trace POTDR et extraction des paramètres de vrillage.....	148
2.1.2.1.1	Exemple sur une fibre vrillée sinusoïdalement	148
2.1.2.1.2	Mesure de la période de rotation.....	149
2.2	MESURE DE LA PMD A L' AIDE D'UNE TECHNIQUE POTDR EN RESOLUTION METRIQUE : APPLICATIONS AUX FIBRES VRILLEES SINUSOÏDALEMENT	150
2.2.1	<i>Lien entre la notion de vecteur biréfringence effectif et le DGD.....</i>	<i>151</i>
2.2.2	<i>Mesure de la PMD sur fibre vrillée.....</i>	<i>152</i>
2.3	CONCLUSION DU PARAGRAPHE	154
3	CARACTERISATION DE LA POLARISATION DANS LE REGIME COURTE DISTANCE.....	156
3.1	BANC DE MESURE ET REGLAGE	156
3.2	EXEMPLES DE MESURE	157
3.3	LA MESURE MAGNETO-OPTIQUE APPLIQUEE AUX FIBRES VRILLEES.....	158
3.3.1	<i>Calcul de l'état de polarisation en sortie de fibre.....</i>	<i>158</i>
3.3.2	<i>Vecteur biréfringence magnéto-optique.....</i>	<i>160</i>
3.4	APPROXIMATION LONGUEUR DE BOBINE INFINIMENT FINE.....	161
3.4.1	<i>Expression simplifiée de l'état de polarisation de sortie</i>	<i>161</i>
3.4.2	<i>Expression simplifiée du vecteur biréfringence magnéto-optique.....</i>	<i>162</i>
3.5	APPLICATION DU MODELE.....	162
3.5.1	<i>Application aux fibres non vrillées.....</i>	<i>162</i>
3.5.2	<i>Application du formalisme aux fibres uniformément vrillées.....</i>	<i>163</i>
3.5.2.1	Mesure dans la configuration standard : mesure de g.....	163
3.5.2.2	Domaine de validité de l'approximation bobine infiniment fine : calcul du vecteur biréfringence (cas d'une fibre uniformément vrillée).....	165

3.5.2.2.1	Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour h=1mm	166
3.5.2.2.2	Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour h=1cm.....	167
3.5.3	<i>Application du formalisme aux fibres possédant un vrillage sinusoidal</i>	168
3.5.3.1	Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour h=1mm	168
3.5.3.2	Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour h=1cm.....	168
3.5.3.3	Méthode de reconstruction des caractéristiques locales de biréfringence.....	169
3.5.3.3.1	Mesure exacte de β_1 et de τ	169
3.5.3.3.1.1	Calcul du taux de rotation pour h=1 mm.....	170
3.5.3.3.1.2	Calcul du taux de rotation pour h=1cm	171
3.5.3.3.2	Calcul approché du taux de rotation.....	172
3.5.3.3.2.1	Validation numérique.....	172
3.5.3.3.2.2	Détermination expérimentale du taux de rotation	173
3.5.4	<i>Application du formalisme aux fibres vrillées de façon quelconque</i>	174
3.6	CONCLUSION DU PARAGRAPHE 3	176
4	CONCLUSION DU CHAPITRE	178

Nous avons vu aux chapitres II et III que le DGD dépend, de façon générale, de la biréfringence, et des caractéristiques de la fonction de rotation (forme, période et amplitude) imprimée lors de l'étirage. Il est donc important de pouvoir caractériser expérimentalement ces paramètres, afin de contrôler, d'une part, la qualité des fibres, et d'autre part, de veiller à la bonne application du vrillage. Cette double nécessité est renforcé par le fait que si l'on connaît parfaitement la fréquence et l'amplitude de l'oscillation de la poulie lors de l'étirage, on ne connaît pas la rotation qui est réellement appliquée à la fibre. Dans ce chapitre nous allons donc nous intéresser à la caractérisation de la biréfringence et du couplage de mode dans le régime longue distance et courte distance. Dans le régime longue distance nous utilisons des méthodes réflectométriques afin de caractériser les évolutions de la polarisation sur des distances comprises entre 10 cm et 10 m. Dans le régime courte période, nous utilisons une méthode nous permettant de caractériser l'évolution de la polarisation sur des distances nettement inférieures à la celles autorisées par la méthode réflectométrique. Cette méthode est basée sur l'effet magnéto-optique. Après un bref état de l'art des deux méthodes, nous nous intéressons premièrement au § 2 aux mesures effectuées en POTDR (de l'anglais Polarization Optical Time Domain Reflectometry) : mesure de la période de rotation et étude qualitative de la PMD dans une fibre vrillée périodiquement et faiblement biréfringente. Ensuite, au § 3 nous nous intéressons aux mesures effectuées grâce à la méthode magnéto optique : modélisation de la mesure au § 3.3 et § 3.4, application à la mesure du coefficient de contrainte optique g sur des fibres uniformément vrillées au § 3.5.2 et enfin applications aux fibres vrillées périodiquement au § 3.5.3. Nous présentons en particulier une mesure du taux de rotation sur une fibre vrillée sinusoïdalement au § 3.5.3.3.2.2.

Avant de rentrer dans le vif du sujet, nous nous arrêtons quelques instants sur les notations que nous allons utiliser tout au long de ce chapitre.

Partie POTDR

$\vec{S}(z_{rd})$: état de polarisation mesuré en sortie pour un point de rétro-diffusion situé à l'abscisse z_{rd}
\vec{e}	: état de polarisation en entrée de fibre
$R(z_{rd}, 0)$: matrice de Mueller associée à la portion de fibre située entre les abscisses $z=0$ et $z=z_{rd}$
M	: matrice de Mueller associée à la réflexion
\vec{S}_{avant}	: état de polarisation avant la réflexion
$\vec{S}_{après}$: état de polarisation après la réflexion
$\vec{\beta}_{eff}, L_{beff}$: vecteur biréfringence effectif et biréfringence effective associés à une fibre vrillée sinusoïdalement

Partie magnéto-optique

L, z_b et h	: longueur de la fibre, position et épaisseur de la bobine ;
\vec{e}, \vec{p}	: état de polarisation des polariseurs d'entrée et de sortie ;
$\vec{\beta}(z)$: vecteur biréfringence local correspondant à la position z de la fibre ;
β_l	: biréfringence linéaire ;

β_c	: biréfringence circulaire ;
$\theta(z)$: angle de rotation des axes propres de la fibre à la position z ;
τ	: taux de rotation de la fibre, $\tau(z_b) = \partial\theta(z_b) / \partial z_b$;
$\beta_H = 2VH$: biréfringence circulaire induite par le champ magnétique ;
$\alpha_H = \beta_H h$: angle de Faraday (partie circulaire du déphasage induit par la bobine) ;
V, H	: constante de Verdet (10^{-6} dans la silice) et champ magnétique appliqué par la bobine.
$\mathfrak{R}, \mathfrak{R}_t$: repère fixe et repère tournant suivant les axes propres de la fibre ;
X_t	: le t en indice d'une grandeur X quelconque représente l'expression de cette grandeur dans \mathfrak{R}_t ; la même grandeur sans indice est exprimée dans \mathfrak{R} ;
X^{-1}	: inverse de la grandeur X ;
$\bar{S}(L, z_b)$: état de polarisation pour une position z dans la fibre ;
$\bar{S}(L), \bar{S}(z)$: état de polarisation pour une position z dans la fibre en l'absence de champ ;
$R(z', z)$: Matrice de Mueller (MdM) entre les abscisses z et z' ;
$R_{bob}(z', z)$: MdM de la bobine entre z et z' ;
$R_{mo}(z_b)$: MdM représentant l'ensemble de la fibre pour une position z_b de la bobine ;
$R(2\theta(z_b))$: matrice de rotation des axes propres de la fibre, i.e. matrice de rotation autour de l'axe circulaire d'un angle égal à $2\theta(z_b)$.

Les méthodes expérimentales utilisées

Lors de la propagation dans une fibre optique inhomogène, un signal lumineux est constamment diffusé par des inhomogénéités de l'indice optique. Ce phénomène est appelé diffusion Rayleigh lorsque la taille des centres diffusants est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière. Une partie de la lumière diffusée se propage dans le sens inverse de propagation du signal lumineux incident et peut parvenir jusqu'à l'entrée de la fibre. Ce phénomène est à la base de techniques de mesure [Roger]. Il permet une caractérisation de paramètres comme l'atténuation, le diamètre de mode, mais encore la détection de défauts ponctuels. En ce qui concerne les phénomènes de biréfringence et de PMD, il paraît naturel de se demander si la caractérisation de l'état de polarisation rétro-diffusé pourrait apporter une information.

Du point de vue de la polarisation, la réflexion ne modifie pas les états de polarisation linéaires. En revanche, les états de polarisation circulaires droits et circulaires gauches sont respectivement transformés en états de polarisation circulaire gauches et droits. De façon plus précise, le sens de rotation du champ électrique est inchangé à la réflexion, mais comme le sens de propagation est inversé, les états de polarisation droits et gauches sont inter-changés. Par extension, à la réflexion d'un état de polarisation elliptique, l'axe d'inclinaison de l'ellipse n'est pas modifié par la réflexion, tandis que sa "circularité" est inversée [Brinkmeyer, Van Deventer, Bebbington00].

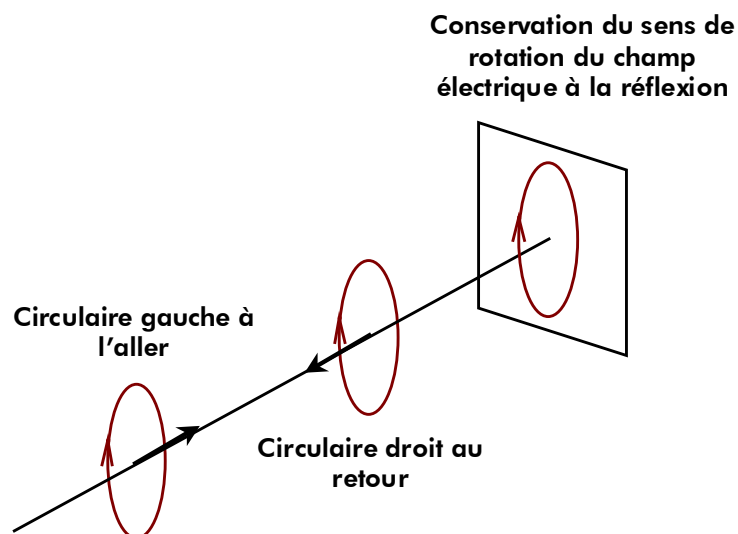


figure IV.1 : comportement d'une onde polarisée circulairement à la réflexion sur un miroir

Si on conserve un unique référentiel physique pour décrire la polarisation à l'aller et au retour, ce changement du sens de rotation du champ électrique est représenté sur la sphère de Poincaré par une réflexion par rapport au plan équatorial, i.e. une inversion des composantes circulaires de l'état de polarisation [Bebbington92-00]. Les vecteurs de Stokes avant et après rétro-diffusion, \vec{S}_{avant} et $\vec{S}_{après}$ obéissent donc à la relation suivante [van Deventer, Ellison98] :

$$\vec{S}_{\text{après}} = M\vec{S}_{\text{avant}} \quad \text{avec} \quad M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

équation IV.1

Nous utilisons dans la suite l'équation IV.1 et le formalisme de Mueller afin de décrire l'évolution de la polarisation d'un signal optique rétro-diffusé dans une fibre biréfringente. Nous supposons que la polarisation évolue entre l'abscisse $z=0$ et l'abscisse $z=z_{rd}$ sous l'effet de la biréfringence. L'état de polarisation en entrée \vec{e} , et l'état de polarisation au point de rétro-diffusion $\vec{S}_{\text{avant}}(z_{rd})$ sont reliés par la matrice de Mueller de la fibre entre l'abscisse 0 et l'abscisse de rétro-diffusion $\vec{S}_{\text{avant}}(z_{rd}) = R(z_{rd},0)\vec{e}$. Au point de rétrodiffusion z_{rd} , nous tenons compte du changement du sens de rotation du champ électrique vis à vis de la direction de propagation, et la lumière se propage dans l'autre sens. D'après l'équation IV.1, nous obtenons la relation $\vec{S}_{\text{après}}(z_{rd}) = M\vec{S}_{\text{avant}}(z_{rd})$ entre l'état de polarisation avant et après la rétro-diffusion. Si on suppose que la fibre est un élément biréfringent réciproque, la relation entre l'état de polarisation de sortie rétro-diffusé $\vec{S}(z_{rd})$ et l'état de polarisation juste après la rétro-diffusion, $\vec{S}_{\text{après}}(z_{rd})$, s'obtient, dans cette représentation, grâce à la matrice transposée de la matrice de Mueller, $R(z_{rd},0)$, [Van Deventer, Bebbington00] soit $\vec{S}(z_{rd}) = R^t(z_{rd},0)\vec{S}_{\text{après}}(z_{rd})$. En tenant compte de l'expression de l'état de polarisation avant et après la rétro-diffusion, on obtient la relation entre l'état de polarisation rétro-diffusé, $\vec{S}(z_{rd})$, mesuré en sortie pour un point précis de rétro-diffusion z_{rd} , et l'état de polarisation en entrée, \vec{e} , [Van Deventer, Bebbington00] :

$$\vec{S}(z_{rd}) = R^t(z_{rd},0)MR(z_{rd},0)\vec{e}$$

équation IV.2

D'autres expressions, basées sur des conventions de représentation de la polarisation rétro-diffusée différentes de celle présentée plus haut, sont utilisées dans la littérature [Wuilpart01, Song, GaltaSept00]. A l'aide de l'équation IV.2, on peut expliquer le fonctionnement de la mesure par POTDR de façon qualitative. A l'aller, la polarisation évolue le long de la fibre en fonction de la distribution de la biréfringence, i.e. sous l'action de $R(z_{rd},0)$, et en chaque point la lumière est rétro-diffusée. Si lors de la réflexion, les états de polarisation étaient inchangés, l'état de polarisation injectée dans la fibre, et l'état de polarisation rétro-diffusé détecté en sortie seraient identiques du fait des transformations inverses de la polarisation à l'aller et au retour. En raison du changement de circularité à la réflexion, l'état de polarisation injectée et l'état de polarisation rétro-diffusé sont différents et sont reliés par l'équation IV.2. La mesure de la polarisation de sortie, en fonction de la position de rétro-diffusion est donc une mesure indirecte de l'état de polarisation au point de rétro-diffusion. En particuliers, lorsque l'état de polarisation à la réflexion est linéaire, l'état de polarisation rétro-diffusé en entrée de fibre est identique à l'état de polarisation injecté ; lorsque l'état de polarisation est circulaire,

l'état de polarisation rétro-diffusé en entrée est orthogonal à l'état de polarisation injecté. La mesure de l'état de polarisation rétro-diffusé permet ainsi d'obtenir une cartographie de l'évolution de la polarisation le long de la fibre et donc une cartographie de la distribution des caractéristiques de biréfringence locale [Bebbington00, Ellison98, Wuilpart01, Galtarossa00a].

Exemple de configuration de mesure

Les avantages procurés par une caractérisation de la fibre par POTDR reposent sur trois points : La mesure est non destructive, elle s'effectue par une extrémité de la fibre, enfin, les longueurs de fibre accessibles à la mesure peuvent être supérieures à plusieurs dizaines de kilomètres.

Un montage typique est composé d'une partie émission, de la fibre en mesure et d'une partie réception. A l'émission, une séquence d'impulsion est injectée dans la fibre. A l'aide de la mesure du temps mis par le signal rétro diffusé pour revenir en entrée de fibre, on peut déterminer le point de rétro-diffusion. En réception, la polarisation du signal rétro-diffusé est analysée à l'aide d'un simple polariseur ou d'un dispositif plus sophistiqué, comme un analyseur de Stokes. Les montages présentés sur la *figure IV.2* [Wuilpart01] et sur la *figure IV.3* [Ellison00a] représentent ces deux types de configurations de mesure. La première configuration, qui utilise un unique polariseur en entrée et en sortie, permet une analyse d'une composante de l'état de polarisation de sortie pour chaque état de polarisation injecté en entrée. Cette configuration présente l'avantage d'être simple, mais ne permet qu'une analyse partielle de la polarisation de sortie. Dans la seconde, en revanche, la partie émission et la partie analyse sont séparées. Un analyseur de Stokes en sortie permet une détermination complète de l'état de polarisation de sortie pour chaque état de polarisation injecté en entrée au prix d'une complexification du montage.

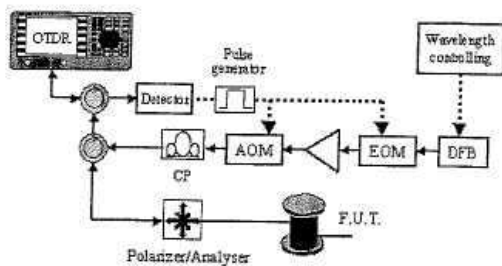


figure IV.2 : Caractérisation partielle de l'état de polarisation rétro-diffusé

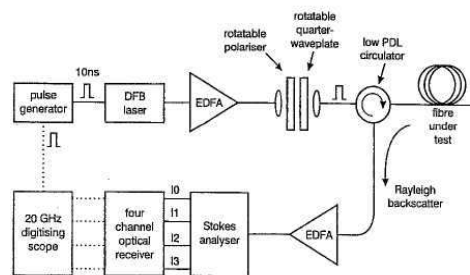


figure IV.3 : Caractérisation exacte de l'état de polarisation rétro-diffusé

1.1.2 Caractérisation de la distribution de la biréfringence

La caractérisation de la distribution de la biréfringence dans une fibre optique représente une étape importante pour quantifier la PMD et pour mieux appréhender son comportement vis à vis du conditionnement. La mesure de la distribution de la biréfringence peut également fournir un procédé d'inspection et de validation du processus de fabrication de la fibre. Trois paramètres importants concernant la biréfringence rentrent en ligne de compte dans la valeur de PMD finale : La distribution

aléatoire de la biréfringence, la fonction de rotation imprimée lors de l'étirage et enfin, la présence éventuelle de contraintes extrinsèques engendrées lors du conditionnement

Nous présentons dans ce paragraphe l'état de l'art concernant la caractérisation de ces trois paramètres par la technique de mesure POTDR.

1.1.2.1 Mesure de biréfringence et de la longueur de corrélation

Galtarossa [Galtarossa00a] utilise l'état de polarisation rétro-diffusé pour définir un vecteur biréfringence rétro-diffusé : $\partial \bar{S}(z_{rd}) / \partial z_{rd} = (2MR^t(z_{rd}, 0) \bar{\beta}_l(z_{rd})) \times \bar{S}(z_{rd})$, où $\bar{\beta}_l(z_{rd})$ représente la partie linéaire du vecteur biréfringence au point de rétro-diffusion. A partir de la mesure de $\bar{S}(z_{rd})$, on peut déduire, le vecteur biréfringence rétro-diffusé puis en déduire la biréfringence linéaire puisque $|2MR^t(z_{rd}) \bar{\beta}_l(z_{rd})| = |\bar{\beta}_l(z_{rd})|$. A partir d'une mesure du vecteur biréfringence pour chaque point de rétro-diffusion, on peut donc avoir accès à la distribution de la biréfringence linéaire .

Deux techniques sont proposées par Wuilpart. La première est basée sur le formalisme de Jones et sur une caractérisation partielle de la polarisation rétro-diffusée. La matrice de Jones correspondant à l'aller puis au retour dans la fibre s'écrit : $U_{rd}(z_{rd}) = (U(z_{rd}, 0))^t U(z_{rd}, 0)$. En décomposant $U(z_{rd}, 0)$ sous la forme d'un produit de deux biréfringents $U = C_e L_e$ [Huard], où L_e est un biréfringent purement linéaire, et C_e , un biréfringent purement circulaire, on montre que la matrice de Jones de rétro-diffusion est équivalente à un biréfringent linéaire [Wuilpart01]. On peut déterminer ses caractéristiques si on connaît les vecteurs de Jones pour chaque point de rétro-diffusion. Connaissant le biréfringent linéaire équivalent pour chaque point de rétro-diffusion, on peut calculer le produit de matrice $C_e^{-1} U(z_{rd} + h, z_{rd}) C_e$, où h est la distance entre deux points de mesure. Dans ce produit, la biréfringence linéaire apparaît dans la partie réelle des termes diagonaux sous la forme du terme $\cos \beta_l h$. En répétant le processus, pour chaque point de rétro-diffusion, on a accès à la distribution de la biréfringence linéaire le long de la fibre. La seconde méthode [Wuilpart02] est basée sur une "cartographie" de l'intensité POTDR rétro-diffusé. En étudiant la vitesse de variation de l'enveloppe inférieure de l'intensité POTDR et en comptant le nombre de maximum de l'intensité POTDR par unité de longueur, la longueur de couplage et la longueur de battement peuvent être mesurées et la PMD déterminée [Wuilpart02]. Une différence notable entre les deux techniques mérite d'être citée. La technique utilisée par Galtarossa nécessite la mesure exacte de l'état de polarisation rétro-diffusé, alors que celles proposées par Wuilpart ne nécessitent qu'une mesure partielle. Cette dernière configuration est plus compatible avec des applications industrielles.

Les longueurs de battement de fibre de type SMF, DSF et NZDSF conditionnées sous fortes tensions sont mesurées dans [Galtarossa01a] et sur des fibres de types SI et DSF conditionnées sur bobines de 20 cm [Wuilpart01]. Les valeurs de biréfringence mesurées sur les types SMF sont inférieures aux valeurs mesurées sur les types DSF dans [Galtarossa01a]. De mêmes, les fibres SMF présentent des longueurs de battements moyennes plus grandes que celles des fibres DSF [Wuilpart01]. L'hypothèses avancées pour expliquer cette différence repose sur la présence de contraintes plus

importantes dans les types DSF en raison d'une différence d'indice cœur gaine plus importante et d'un profil d'indice plus complexe. [Galtarossa00b], montre de plus, que pour les mêmes raisons, la biréfringence des fibres SMF semble fortement affectée par le câblage comparé aux fibres DSF et NZDSF. Les longueurs de corrélation du vecteur biréfringence sont mesurées dans [Galtarossa01a] grâce à l'analyse de la fonction d'auto corrélation du vecteur biréfringence rétro-diffusé. Les fibres sont conditionnées sur des bobines sous fortes tensions. Les valeurs de L_F sont de 2 à 4 fois inférieures aux valeurs mesurées de la longueur de battement (de 5 m à 15 m environ). Les fibres de type SMF semblent présenter les longueurs de couplage les plus importantes (~10 m) et les fibres de type DSF les plus courtes. Une remarque intéressante concernant les mesures effectuées par [Wuilpart02] est que les longueurs de corrélation mesurées sur des fibres conditionnées sur bobines de 20 cm sont beaucoup plus grandes que celles mesurées par [Galtarossa01a], et nettement supérieures à la longueur de battement, alors que c'est l'inverse dans [Galtarossa01a]. Ce résultat est sans doute lié aux conditionnement utilisé dans les deux cas (conditionnement sous forte tension pour [Galtarossa01a] et faible tension pour [Wuilpart02]). Les PMD calculées grâce à la longueur de battement et à la longueur de corrélation mesurée sont dans les deux cas en très bon accord avec les valeurs mesurées par une technique classique (méthode de la matrice de Jones dans l'étude de [Galtarossa01a] et méthode interférométrique dans [Wuilpart02]). Ces techniques de mesure permettent donc de mesurer la PMD à partir de la mesure de la longueur de battement et de la longueur de corrélation de la fibre. Nous donnons dans le *tableau IV.1*, un ordre de grandeur des longueurs de battement et longueurs de corrélation typiquement mesurées dans des fibres de télécommunication **G652** et **G653** conditionnées sur bobines [Galtarossa01a, Wuilpart02]

	L_b (m)	L_F (m)
G652	~25, 20	~13, 42
G653	~18, 19	~5, 80

tableau IV.1 : longueurs de battement et longueurs de corrélation mesurées en POTDR sur trois fibres de télécommunication typiques ; les valeurs de gauche sont mesurées par Galtarossa, celles de droite par Wuilpart

Dans le paragraphe précédent la biréfringence circulaire était supposée négligeable dans la fibre. Dans une fibre de télécommunication installée dans un câble ou conditionnée sur bobine, la biréfringence circulaire est généralement engendrée par une torsion mécanique externe de la fibre (cf Chapitre III). A cette rotation externe, s'ajoute la rotation interne engendrée lors du processus de vrillage. La rotation de la fibre est donc un paramètre qu'il est important de caractériser. Nous présentons au paragraphe suivant, l'application de la POTDR à la caractérisation de la biréfringence circulaire induite par une torsion uniforme de la fibre et à la mesure de la fonction de rotation interne.

1.1.2.2 Mesure de la rotation des axes propres

La caractérisation de la rotation des axes propres dans une fibre optique par POTDR a été effectuée par [Schuh96–Schuh97, Bebbington00, Ellison98-Ellison00a, Galtarossa02b]. [Schuh96-Schuh97,

Bebbington00, Ellison98-Ellison00a] utilisent la forme caractéristique de l'évolution de la polarisation sur la sphère de Poincaré dans une fibre vrillée uniformément pour déterminer la biréfringence et le taux de rotation dans le régime courte distance. La forme caractéristique en "8" de l'évolution de l'état de polarisation rétro-diffusé sur la sphère de Poincaré représentée sur la *figure IV.4* permet par des considérations géométriques de remonter à la biréfringence linéaire et à la partie circulaire apparente (cf Chapitre III) [Schuh96-Schuh97, Ellison00b, Bebbington00].

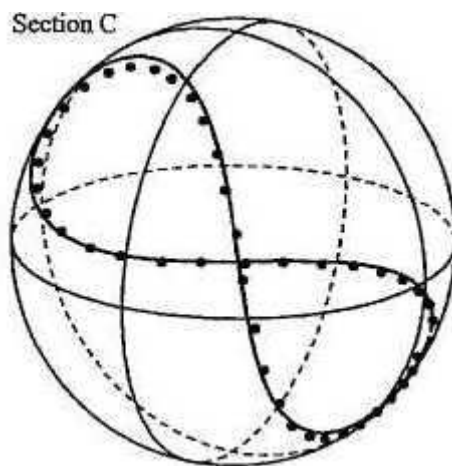


figure IV.4 : évolution de la polarisation rétro diffusée dans une fibre uniformément vrillée [Ellison00b]

Des études réalisées sur des fibres conditionnées en bobines d'expédition (conditionnements sous fortes contraintes) et sur des fibres reposant sur le sol (sans contraintes) montrent que la technique développée permet de caractériser la présence de twist résiduel [Schuh96-Schuh97, Ellison98-Ellison00a, Bebbington00] et d'apprécier qualitativement l'effet de la biréfringence de courbure [Ellison00b]. La technique développée par [Galtarossa02b] est destinée à mesurer la biréfringence circulaire engendrée par une rotation uniforme de la fibre dans le régime longue distance. La méthode est basée sur l'analyse de la fonction d'auto-corrélation des composantes du vecteur biréfringence rétro-diffusé. Si on inclut l'hypothèse de torsions uniformes de la fibre, cette analyse permet de séparer les effets engendrés par la biréfringence linéaire, β_1 , des effets engendrés par la biréfringence circulaire apparente, $(g-2)\tau$ et permet donc de mesurer la torsion mécanique de la fibre. Les résultats de mesure sur des fibres SMF permettent de mettre en évidence l'impact important du terme $(g-2)\tau$ sur l'évolution de la polarisation. En revanche, les longueurs de battement associées à la biréfringence circulaire³⁰ sont de 3 à 10 fois supérieures aux longueurs de battement associées à la biréfringence linéaire. En associant ce résultat à la faible dépendance de la biréfringence circulaire avec la longueur d'onde, [Galtarossa02b] conclut que la PMD est peu affectée par la torsion externe. Il résulte de ces deux observations qu'une mauvaise estimation de la PMD est généralement effectuée par les techniques basées sur la caractérisation du taux de variation de l'état de polarisation en présence de torsions externes non négligeables [Wegmuller].

³⁰ On peut associer une longueur de battement à la biréfringence circulaire engendrée par la torsion grâce à l'expression $L_{bc}=2\pi/g\tau$

1.1.2.3 Mesure du vrillage imprimé lors du fibrage

L'intérêt d'une mesure du vrillage par POTDR repose sur la possibilité de pouvoir contrôler la qualité du processus de fibrage. Les paramètres permettant de caractériser de façon exacte le vrillage appliqué à une fibre à partir d'une mesure dépendent du type de vrillage. Lorsque ce vrillage est sinusoïdal, la biréfringence de la fibre, la période de rotation et l'amplitude maximale de la rotation permettent de caractériser de façon exacte la rotation. [Ellison00a-Ellison00b] utilise un analyseur de Stokes afin de caractériser l'état de polarisation rétro-diffusé de façon complète. Dans [Ellison00b], une torsion externe connue est appliquée à une fibre vrillée sinusoïdalement. Une analyse fréquentielle du signal POTDR obtenu est effectuée pour chaque valeur du taux de rotation externe. Une fréquence particulière est aisément identifiable et correspond à la période de rotation de la fibre. La biréfringence et l'amplitude maximale de rotation sont, en revanche, plus difficilement identifiables, et doivent être déterminées par optimisation. Pour ce faire, le processus de mesure est simulé numériquement à partir de valeur d'essai de la biréfringence linéaire, de la période et de l'amplitude maximale de rotation de la fibre. Une optimisation est ensuite effectuée sur la transformée de Fourier du signal expérimental et sur la transformée de Fourier du signal numérique. La valeur de T trouvée par optimisation sur une fibre DSF correspond à la valeur observée expérimentalement, $T=1.7m$. L'amplitude maximale de rotation est estimée à 1.1 tour et la biréfringence à 3 rad/m. La biréfringence est ensuite mesurée sur une fibre issue de la même préforme mais non twistée. La valeur obtenue, 1.7 rad/m amènent les auteurs à suggérer que le vrillage modifierait la biréfringence linéaire.

La méthode présentée précédemment est très générale, car basée sur une optimisation entre un signal POTDR mesuré et un signal POTDR simulé. Elle s'applique donc à tout type de vrillage, pourvu que l'on en connaisse le type à l'avance. La méthode proposée par [Ellison00a] s'applique quant à elle à des fibres vrillées telles que $T\beta_l \ll 1$ (la période de rotation est très petite devant la longueur de battement). Lorsque cette condition est remplie, l'évolution du vecteur de Stokes avant la rétro diffusion et l'évolution du vecteur de Stokes de sortie rétro diffusé présentent un aspect particulier. La *figure IV.5* représente l'évolution de $\vec{S}(z_{rd})$ dans une fibre vrillée dont la fonction de rotation est sinusoïdale.

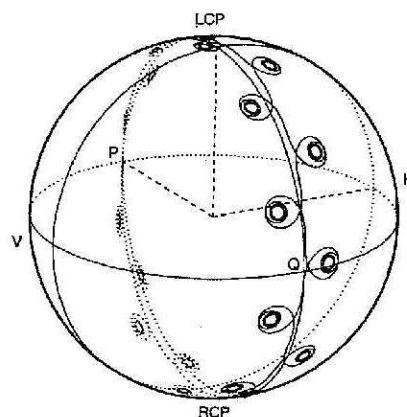


figure IV.5. : Evolution de la polarisation rétro-diffusée dans une fibre vrillée sinusoïdalement lorsque $T < L_b$

L'évolution du vecteur de Stokes dans une fibre vrillée résulte de la rotation de l'état de polarisation autour du vecteur biréfringence qui, lui même, tourne dans le plan équatorial de la sphère de Poincaré. Cette rotation peut se décomposer en deux évolutions distinctes :

- Une évolution globale qui correspond aux régions dans la fibre où les axes propres arrêtent de tourner. Cette évolution est associée à une rotation autour d'un vecteur biréfringence linéaire fixe et aligné selon la direction H/V sur la *figure IV.5*.
- Des "boucles", qui apparaissent avec une périodicité de $T/2$ et qui correspondent aux régions dans la fibre où les axes propres atteignent leurs vitesses de rotation maximales.

L'effet de ces boucles est de ralentir l'évolution de la polarisation incidente et de la polarisation rétro-diffusée sur la sphère de Poincaré. Le milieu vrillé sinusoidalement apparaît donc "globalement" comme un milieu biréfringent linéaire, d'axe fixe, et de biréfringence significativement plus petite que la biréfringence linéaire locale. L'amplitude de cette biréfringence effective peut être obtenue intuitivement grâce à la valeur moyenne du vecteur biréfringence sur une période de rotation [Ellison00a]³¹ :

$$\begin{aligned}\langle \beta_1(z) \rangle &= \beta_1 \cos\left(\frac{A_{max}}{2}\right) J_0(A_{max}) \\ \langle \beta_2(z) \rangle &= \beta_1 \sin\left(\frac{A_{max}}{2}\right) J_0(A_{max}) \\ \langle \beta_3(z) \rangle &= 0\end{aligned}$$

équation IV.3

La biréfringence effective est alors donnée par le module du vecteur biréfringence effectif :

$$\beta_{eff} = \beta_1 J_0(A_{max})$$

équation IV.4

Elle est égale au produit de la biréfringence linéaire locale, par un facteur de pondération dépendant du type de rotation appliquée (ici une fonction de Bessel d'ordre 0 pour une rotation sinusoidale). La biréfringence effective est donc réduite d'un facteur correspondant à la fonction de Bessel d'ordre 0 et d'argument l'amplitude maximale de rotation. Comme l'évolution de la polarisation rétro diffusée s'effectue à une vitesse deux fois plus rapide, la biréfringence effective rétro diffusée est obtenue en multipliant par deux l'équation IV.4. En mesurant l'évolution de l'état de polarisation rétro diffusé, on peut obtenir la biréfringence effective de la fibre vrillée et estimer la PMD [Ellison00a] à partir de l'expression simplifiée de la différence de temps de groupe $\Delta\tau_{eff} = \beta_{eff} / \omega$. Nous utiliserons cette technique au § 3 pour tenter de mesurer la PMD sur des fibres vrillées à l'aide d'un OTDR du commerce.

Enfin, une méthode de mesure de la période de rotation dans une fibre vrillée périodiquement est proposée par Galtarossa [Galtarossa04]. Elle repose sur le fait que les techniques de mesure par POTDR actuelle ne sont pas assez résolventes pour permettre de distinguer les évolutions de la polarisation dans les "boucles". Dans une fibre vrillée, il est courant d'atteindre des amplitudes de rotation maximale de 20 tours par mètres, soit un tour sur 5 cm. Il faut donc une résolution au moins

³¹ Cette valeur moyenne étant étroitement liée à l'expression du DGD donnée au § 1.2 du chapitre III

centimétriques pour pouvoir espérer obtenir toute l'information sur l'évolution de l'état de polarisation rétro-diffusé. De fait, seule une évolution lissée peut être obtenue par des méthodes classiques. La figure IV.6 représente une simulation de la composante selon \bar{e}_1 de l'état de polarisation rétro-diffusé avant et après lissage. Les boucles correspondent aux évolutions rapides et les transitions de fortes amplitudes aux évolutions lentes sur la sphère de Poincaré. On peut constater que toutes les évolutions se faisant à des fréquences supérieures à 2 Hz sont effacées en raison de la largeur d'impulsion.

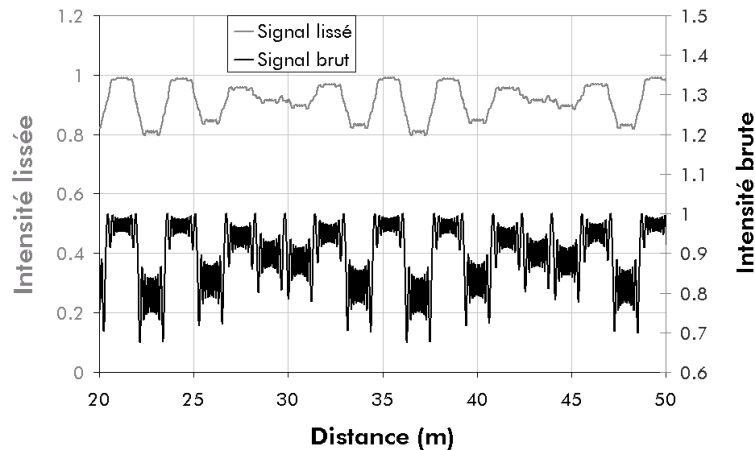


figure IV.6 : évolution de la composante selon l'axe x du vecteur biréfringence rétro-diffusée en fonction de la distance

Si on dérive le signal lissé par rapport à z , on obtient des valeurs nulles au niveau des boucles, et des "pics" au niveau des transitions. Cette dérivée est proportionnelle au module du vecteur biréfringence rétro-diffusé (car proportionnelle à la dérivée par rapport à la distance de l'état de polarisation rétro-diffusée). A partir de l'analyse fréquentielle du module du vecteur biréfringence rétro-diffusé mesuré sur une fibre vrillée, on peut donc remonter à la distribution de la période de rotation le long de la fibre et inspecter la qualité du processus de vrillage.

1.1.3 Conclusion du paragraphe

La POTDR est une technique utilisée dans la littérature sur les fibres sans vrillage interne pour mesurer la distribution aléatoire de la biréfringence et pour caractériser la biréfringence circulaire induite par une torsion externe de la fibre. Les utilisations sur des fibres avec vrillage interne sont limitées, du fait que les fonctions de rotations appliquées en pratique sont inconnues. Néanmoins, une estimation de la PMD est effectuée sur des fibres à faibles biréfringences en utilisant la notion de vecteur biréfringence effectif. Cette notion rejoint celle développée au paragraphe dédiée au calcul de la PMD. Le vecteur biréfringence effectif, calculé par [Ellison00a] et le vecteur du biréfringent équivalent à une période de vrillage sont en effet équivalents lorsque la longueur de battement est petite devant la période de rotation. Nous utilisons cette notion au paragraphe 2.2 et présentons une ébauche de méthode permettant de mesurer la PMD sur des fibres avec vrillage. Nous présenterons d'abord au paragraphe 2.1 la POTDR du point de vue d'une résolution centimétrique afin de mieux appréhender les effets de polarisation dans les fibres vrillées périodiquement. Avant cela, nous introduisons une méthode plus résolvente basée sur l'effet Faraday.

1.2 Méthode magnéto optique

La mesure de la biréfringence par effet magnéto-optique est basée sur l'effet Faraday. L'effet Faraday consiste en une rotation de l'azimut de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux se propageant dans un milieu soumis à un champ magnétique orienté selon l'axe de propagation. L'angle de rotation est proportionnel au champ appliqué, que nous appellerons H , à la longueur d'application du champ h , et à une constante appelée constante de Verdet V . Cette constante traduit la réponse électronique du milieu au champ magnétique. Soumis au champ magnétique, le milieu se comporte ainsi comme un biréfringent circulaire dont la biréfringence est donnée par $\beta_H = VH$. Dans les verres, une expression approchée de l'angle de rotation α_H est donnée en fonction de la longueur d'onde par [Tan] :

$$\alpha_H(\lambda) = V(\lambda)Hh \quad \text{avec} \quad V(\lambda) = \frac{\mu e \lambda}{4mcn} \frac{dn^2}{d\lambda}$$

équation IV.5 : c , m et e sont respectivement la vitesse de la lumière, la masse et la charge de l'électron ; μ et n sont respectivement la perméabilité relative et l'indice optique du verre

Autour de 1550 nm dans la silice pure, on obtient des valeurs de V de l'ordre de 10^{-6} rad/A. Nous illustrons dans la suite le fonctionnement de la mesure sur des fibres linéairement biréfringentes et homogènes. L'évolution de la polarisation y est caractérisée par la longueur de battement, qui, rappelons le, représente la longueur au bout de laquelle l'état de polarisation redevient identique à lui-même.

Dans une fibre de longueur L , il correspond à chaque état de polarisation en entrée, un état de polarisation en sortie. Cet état de polarisation, est fonction de la longueur de propagation, de la biréfringence, et de l'état de polarisation en entrée. Entre l'entrée et la sortie, l'état de polarisation effectue un certain nombre de cycle d'évolution. Si on vient perturber localement, par un moyen quelconque, cette évolution, l'état de polarisation de sortie va être modifié. On peut montrer qu'en déplaçant le point de perturbation, l'état de polarisation de sortie va effectuer des cycles dont la période est égale à la longueur de battement. Dans les mesures par effet magnéto-optique, la perturbation est appliquée par une bobine magnétique de longueur h générant un champ magnétique H [Turpin]. Si on néglige la biréfringence de la portion de fibre située sous la bobine, l'azimut de la polarisation en entrée de bobine est tournée d'un angle égal à α_H en sortie de bobine. La translation de la bobine le long de la fibre et l'enregistrement de l'évolution de la polarisation en sortie nous fournit la longueur de battement.

Cette technique de mesure est utilisée depuis le milieu des années 80 pour la mesure de la biréfringence sur les fibres à maintien de polarisation [Turpin, Zhang, Halliday]. Elle est particulièrement bien adaptée aux fibres fortement biréfringentes, i.e. présentant des longueurs de battement inférieures à 1 m, puisque l'on peut appliquer le champ magnétique sur de très petites distances. Pour atteindre de telles précisions, on utilise une technique dite du "magnetic gap" [Zhang,

Halliday]. Cette technique consiste à décaler la bobine par rapport à la fibre et à utiliser un entrefer de fer doux afin de guider le champ magnétique jusqu'à la fibre (figure IV.7).

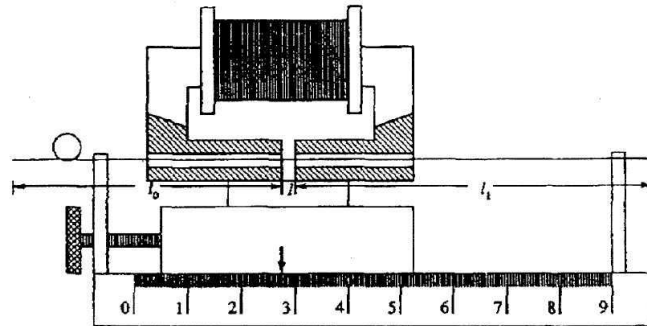


figure IV.7 : Schéma d'un entrefer permettant de régler la longueur d'application du champ magnétique

En réglant la distance entre les entrefers, on peut faire varier la longueur d'application du champ. La précision obtenue avec cette technique est de l'ordre du mm [Zhang, Halliday]. Plus récemment, la technique de mesure par effet magnéto-optique a été utilisée pour caractériser les fibres à cristaux photoniques [Peyrilloux], ou la biréfringence circulaire induite par torsion externe [Chartier01-Chartier03]. Les biréfringences présentes dans ce type de fibre étant beaucoup moins importantes que dans des fibres à maintien de polarisation, les contraintes sur la résolution de la mesure sont moins fortes, de sorte que des bobines de 1 cm de longueur ont été jusqu'à présent suffisantes³².

Du point de vue théorique, l'intensité mesurée en sortie de fibre à travers un polariseur est obtenue dans le formalisme de Jones dans des fibres à biréfringence uniforme, linéaire [Zhang] et elliptique [Chartier01], en supposant que la longueur de la fibre et l'effet Faraday sont des quantités très petites :

$$I(z_b) \propto \alpha_H \text{Sinc}(\beta_l h) \cos\left(\beta_l \left(L - z_b - \frac{h}{2}\right)\right) \quad \text{et} \quad I(z_b) \propto \frac{\beta_l^2}{\beta_t^3} \sin\left(\frac{\beta_h h}{2}\right) \cos\left(\beta_t \left(L - z_b + \frac{h}{2}\right)\right)$$

équation IV.6 : Intensité dans une fibre biréfringente linéaire (Zhang, formule de gauche) et intensité dans une fibre biréfringente elliptique (Chartier01, formule de droite)

où z_b correspond à la position de la bobine ; $\beta_t = \sqrt{\beta_l^2 + \beta_c^2}$ est la biréfringence totale en l'absence de champ magnétique où β_c est la biréfringence circulaire ; $\beta_h = \sqrt{\beta_l^2 + (\beta_c + \beta_H)^2}$ représente la biréfringence totale en présence du champ magnétique. Ces expressions permettent de donner deux caractéristiques essentielles de la mesure :

- La présence de biréfringence linéaire est indispensable afin que la mesure puisse fonctionner. Cette remarque se justifie intuitivement, par le fait qu'un milieu biréfringent circulaire reste circulaire si on lui applique un champ magnétique. Il devient donc impossible de perturber l'évolution de la polarisation dans la fibre, et on ne peut pas détecter de modulation en sortie.

³² Cette remarque est à nuancer, car les longueurs de battement attendues sur certaines fibres à cristaux photoniques sont de l'ordre de quelques millimètres.

- La période et l'amplitude du signal diminuent lorsque la biréfringence circulaire augmente. Nous verrons toute l'importance de cette remarque dans les paragraphes suivants.

2 Caractérisation des effets de polarisation dans le régime longue distance

Dans ce paragraphe nous essayons à partir de comparaison entre des simulations de trace POTDR et des mesures effectuées sur des fibres vrillées de déterminer les caractéristiques de vrillage. Du point de vue expérimental, nous utilisons successivement un OTDR à résolution centimétrique distribuée par la société Luciolle et un OTDR à résolution métrique de type Tecktronix TFP2 Fiber Master. Du point de vue numérique, nous calculons l'intensité rétro-diffusée à partir de l'équation IV.2 dans une fibre biréfringente vrillée.

2.1 Mesure de la période de rotation de la fibre

2.1.1 Caractéristiques de l'appareil de mesure et description du montage

Afin de réaliser des mesures avec une précision de l'ordre du centimètre, il est indispensable d'utiliser de nouvelles techniques de détection. En effet une résolution entre deux points de mesure de l'ordre de 10 cm nécessite une largeur spatiale d'impulsion inférieure au cm. De tels ordres de grandeur conduisent à des intensités rétro-diffusées extrêmement faibles, des techniques particulières doivent être utilisées pour les détecter. L'OTDR que nous avons utilisée dans ce paragraphe utilise une technique de comptage de photon lui offrant une sensibilité de -110 dBm, une résolution point à point de l'ordre de 5 cm ainsi qu'une précision de mesure de l'ordre de 5 mm. La longueur de fibre mesurable est d'environ 40 km par fenêtre de 800 m. Afin d'adapter cet OTDR à une mesure polarisée, l'OTDR millimétrique est connecté à l'aide d'une jarretière de 2 mètres à un contrôleur de polarisation OZ optics (polariseur + lame demi-onde). Puis, un pigtail d'environ 2 mètres connectés au contrôleur de polarisation est soudé à la fibre en test afin d'éviter les pics de réflexion trop importants.

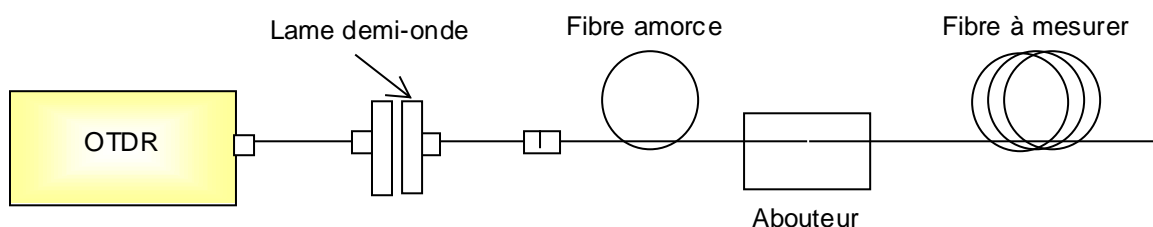


figure IV.8 : Caractéristiques du banc de mesure

2.1.2 Caractérisation du vrillage

Les figures IV.9 à IV.11 représentent des mesures effectuées sur des fibres de type TeraLight conditionnées sur des bobines de 60 cm de diamètre sous une tension quasiment nulle. Ce conditionnement est celui qui est utilisé pour effectuer des mesures routinières de PMD. Il limite l'application de contrainte dans la fibre. La *figure IV.9* représente une mesure sur une fibre sans vrillage interne, tandis que la *figure IV.10* et la *figure IV.11* représentent une fibre vrillée sinusoidalement sur deux échelles de longueurs. On peut déjà constater la similitude avec la *figure IV.6*. On observe en effet des transitions de grandes amplitudes et de grandes périodes entrecoupées de transitions de petites amplitudes et de petites périodes. On remarque cependant que l'évolution globale est nettement perturbée comparée à celle présentée sur la *figure IV.6*. Afin de pouvoir expliquer ce comportement et, de façon plus générale, afin d'exploiter les courbes de mesures, nous avons effectué des simulations de l'intensité rétro-diffusée en fonction de la position de rétro-diffusion.

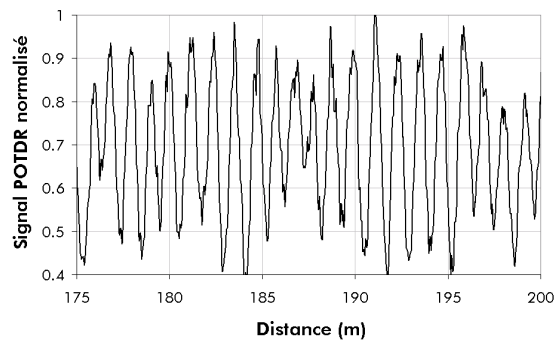


figure IV.9 : Evolution de l'intensité POTDR mesurée à l'aide du POTDR millimétrique sur une fibre non vrillée

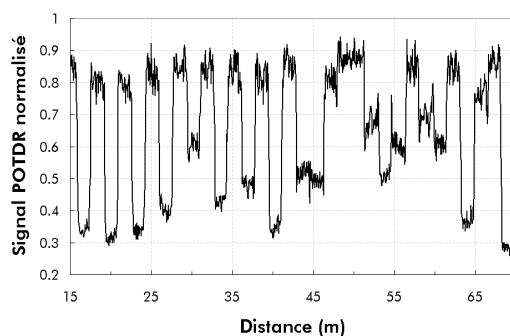


figure IV.10 : Evolution de l'intensité POTDR mesurée à l'aide du POTDR millimétrique sur une fibre avec vrillage sinusoidal des axes : Evolution globale

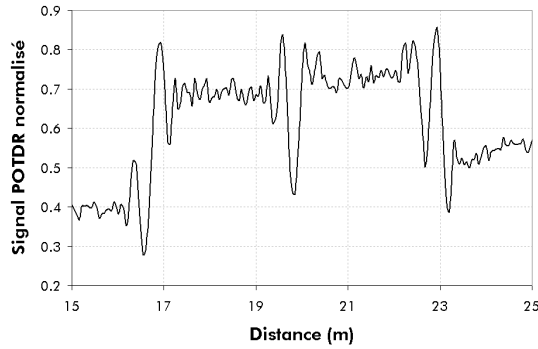


figure IV.11 : Evolution de l'intensité POTDR mesurée à l'aide du POTDR millimétrique sur une fibre avec vrillage sinusoïdal des axes : Evolution locale

2.1.2.1 Simulation de trace POTDR et extraction des paramètres de vrillage

Les simulations de l'évolution de la polarisation sont effectuées d'après le modèle décrit en Annexe III et d'après l'équation IV.2. L'intensité est calculée grâce à l'expression $I(z_{rd}) = 0.5I_0(1 + \bar{p} \cdot \bar{S}(z_{rd}))$ [Gordon], où I_0 représente l'intensité totale, \bar{p} représente le vecteur de Stokes associé à l'état de polarisation de l'analyseur.

2.1.2.1.1 Exemple sur une fibre vrillée sinusoidalement

Les figures IV.12 et IV.13 représentent des simulations de trace POTDR d'une fibre dont la rotation est sinusoidale. La longueur de battement vaut 2 mètres, la période de rotation et l'amplitude maximale de rotation valent respectivement 3 mètres et 30 rad. Avec de telles caractéristiques nous obtenons des traces POTDR simulées proches de celles mesurées à l'aide de notre POTDR.

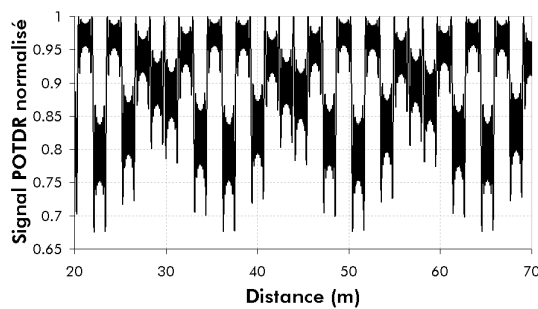


figure IV.12 : Evolution de l'intensité rétro-diffusée en fonction de la distance pour une longueur de battement de 2 m. La période et l'amplitude maximale de rotation sont respectivement de 3 m et de 30 rad. L'évolution est représentée sur une distance de 50 m.

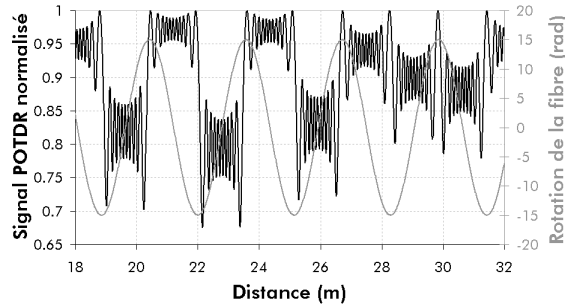


figure IV.13 : Evolution de l'intensité rétro-diffusée en fonction de la distance pour une longueur de battement de 2 m. La période et l'amplitude maximale de rotation sont respectivement de 3 m et de 30 rad. L'évolution est représentée sur une distance de 14 m.

On distingue très nettement sur cette trace les transitions de grandes amplitudes observées sur les figures IV.12 et IV.13. Nous avons représenté en parallèle sur la figure IV.13 l'évolution de l'angle de rotation de la fibre en fonction de la distance. Il est représenté par la courbe grise. Les extremums de la courbe grise correspondent aux positions où la vitesse de rotation de la fibre s'annule, i.e. aux changements du sens de rotation de la fibre, à l'opposé, entre deux extremums, on obtient les positions pour lesquelles la vitesse de rotation est maximale. L'identification des abscisses correspondant aux changements du sens de rotation de la fibre est ainsi aisée. Ces abscisses correspondent aux variations de plus grandes amplitudes et de plus grandes périodes sur la trace POTDR. En identifiant deux abscisses successives, on peut ainsi mesurer la période de rotation de la fibre. La mesure de l'amplitude de la rotation est en revanche beaucoup plus difficile. D'une part, nous ne possédons pas la résolution nécessaire pour discriminer les variations extrêmement rapides de la polarisation lorsque la fibre atteint sa vitesse de rotation maximale. D'autre part, nous ne possédons pas d'expression analytique nous permettant de relier les paramètres de fibrage T et A_{max} et β_1 à l'intensité rétro diffusée. Au § 3 nous utiliserons une méthode plus résolutive, qui nous permettra d'estimer la rotation de la fibre sur des fibres à fortes biréfringences. Nous présentons cependant au paragraphe 2.1.2.1.2 des mesures de période de rotation sur des fibres à faibles biréfringences vrillées avec deux vrillages différents.

2.1.2.1.2 Mesure de la période de rotation

La figure suivante illustre la mesure de la période de rotation de la fibre à partir de la trace POTDR. Afin de valider les mesures, nous allons déterminer la fréquence d'oscillation de la poulie. Cette grandeur représente en effet un paramètre connu et fixé avant le fibrage. La relation entre la période de rotation T et la fréquence d'oscillation de la poulie f est obtenue trivialement grâce à la vitesse de fibrage v : $f = (1/T) \times v$.

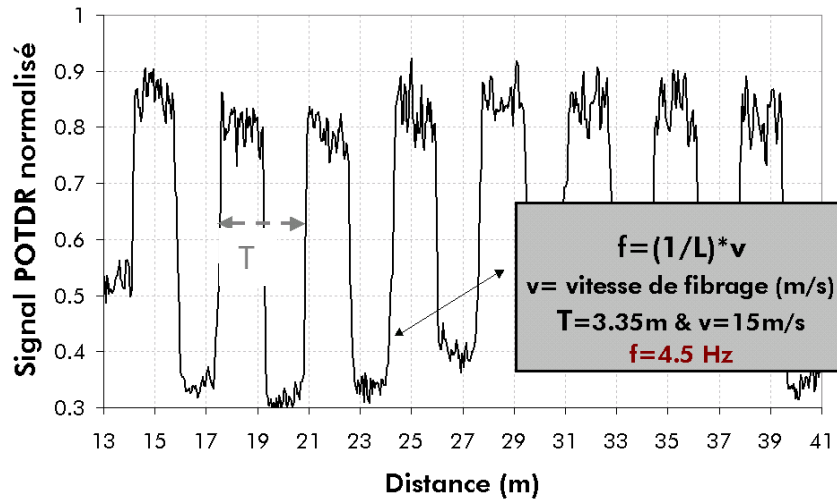


figure IV.14 : Mesure de la période de rotation sur une fibre à faible biréfringence

Les résultats des mesures de fréquence à partir des traces POTDR millimétriques sont résumés dans le tableau IV.2. Trois fibres de type Tera Light ont été mesurées. La seconde et la troisième fibre ont été fibrées avec des paramètres de fibrage différents de ceux de la première fibre. Les fréquences retrouvées à partir des mesures concordent très bien avec les fréquences attendues pour chaque essai de vrillage.

	Fréquence théorique (Hz)	V (m/min)	T (m)	Fréquence retrouvée (Hz)
Fibre 1	5	900	3.33	4.5
Fibre 2	2.5	900	5.5	2.7
Fibre 3	2.5	900	6	2.7

tableau IV.2 : fréquences de rotation mesurées sur des fibres vrillées sinusoidalement et fréquences théoriques

2.2 Estimation de la PMD à l'aide d'une technique POTDR en résolution métrique : applications aux fibres vrillées sinusoidalement

Dans un contexte industriel, la mesure de la PMD est une étape coûteuse en temps du fait du caractère aléatoire de l'évolution de la PMD. De nombreuses procédures de mesures doivent être respectées afin de garantir une valeur moyenne et un écart type sur chaque type de fibre produite. Les procédures de mesure habituelles nécessitent l'emploi des deux extrémités de la fibre et donne une valeur globale de la PMD. Les mesures par réflectométrie sont intéressantes d'un point de vue industriel, car elles sont rapides et ne nécessitent que l'emploi d'un seul bout de la fibre. Elles permettent de plus d'identifier des sections de fibres dont la PMD serait trop importante. Nous présentons dans le paragraphe suivant, une tentative de mesure de la PMD sur fibre vrillée à l'aide d'une technique POTDR basée sur la notion de longueur de battement effective présentée au paragraphe 1.1.2.3.

2.2.1 Lien entre la notion de vecteur biréfringence effectif et le DGD

La méthode que nous présentons dans ce paragraphe, est identique sur le fond à celle présentée par [Ellison00a] et [Chen03]. Nous rappelons que dans le modèle exposé par [Ellison00a], une fibre vrillée sinusoidalement de faible biréfringence, se comporte en POTDR comme un biréfringent linéaire dont la biréfringence effective est donnée par $\Delta\beta_{effective} = 2\Delta\beta_1 J_0(A_{max})$. Nous proposons dans ce paragraphe, d'utiliser ce comportement pour quantifier la PMD d'une fibre vrillée périodiquement. La figure IV.15 représente des simulations de traces POTDR pour un vrillage sinusoidal et pour différentes valeurs de A_{max} dans le régime "courte période". Les valeurs de A_{max} ont été choisies proches des valeurs couramment utilisées en usine ($A_{max} \approx 100$ rad). La période de rotation est de deux mètres, la longueur de battement locale de 20 mètres. On peut constater que la longueur de battement effective varie de façon importante avec A_{max} , et on peut vérifier, au moins pour les deux premières valeurs de A_{max} qu'elle suit une loi en $L_{b\,effective} = L_b / (2J_0(A_{max}))$.

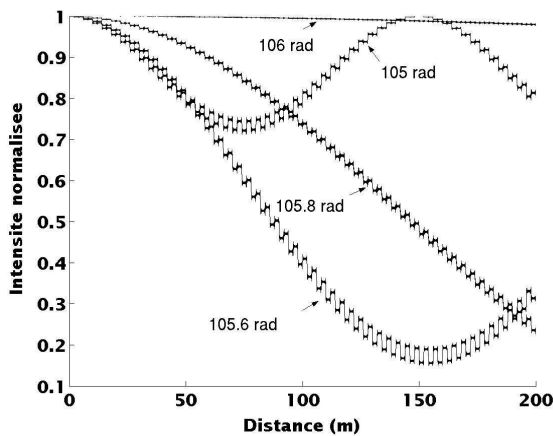


figure IV.15 : évolution de l'intensité rétro-diffusée dans une fibre faiblement biréfringente pour quatre valeurs de A_{max}

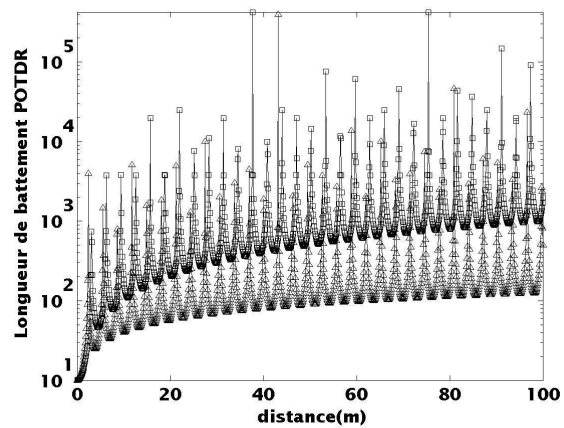


figure IV.16 : évolution de la longueur de battement effective en fonction de A_{max} pour une rotation triangulaire et sinusoidale des axes propres

La figure IV.16 illustre le comportement de la longueur de battement effective en fonction de l'amplitude maximale de rotation pour une rotation sinusoidale et triangulaire des axes propres de la fibre et pour une longueur de battement locale de 20 mètres. On constate que périodiquement, la longueur de battement présente des pics, qui correspondent respectivement aux zéros de la fonction de Bessel d'ordre 0, $J_0(A_{max})$, et aux zéros de la fonction sinus cardinal, $Sinc(A_{max})$. Comme nous l'avons fait remarquer au chapitre III, compte tenu des incertitudes que nous avons sur la valeur de l'amplitude maximale de rotation et compte tenu des effets aléatoires, la probabilité d'obtenir un comportement périodique devient très faible, de fait seules les enveloppes des fonctions représentées sur la figure IV.16 vont effectivement jouer un rôle dans l'évolution de la longueur de battement effective. Nous supposons, par conséquent, que la longueur de battement effective réelle va évoluer en fonction du A_{max} selon les deux asymptotes des longueurs de battement effectives théoriques associées au vrillage triangulaire et sinusoidal. De même dans une fibre réelle, la longueur de battement effective est une grandeur statistique ; nous identifions donc dans la suite la longueur de battement effective à sa valeur

moyenne. En négligeant la dépendance de l'indice effectif avec la longueur d'onde, et en supposant que la longueur de corrélation est très supérieure à la période de rotation de la fibre, on obtient l'expression usuelle du DGD en fonction de la longueur de battement effective :

$$DGD(z) = \frac{8}{\sqrt{3}\pi} \frac{2\lambda}{cL_{beff}} \sqrt{L_F} \sqrt{z}$$

équation IV.7

On peut ainsi associer une longueur de battement effective mesurée en POTDR à la valeur de la différence de temps de groupe de la fibre. Nous allons utiliser cette relation dans le paragraphe suivant afin de mesurer la différence de temps de groupe dans une fibre vrillée périodiquement.

2.2.2 Estimation de la PMD sur fibre vrillée

La technique utilisée est basée sur des méthodes développées par [Wuilpart01], [Huttner]. L'objectif est de pouvoir quantifier la PMD à l'aide d'un OTDR du "commerce" et d'un simple polariseur. L'OTDR présente les caractéristiques suivantes : il est de type Tecktronix TFP2 Fiber Master, il est associé à un polariseur/analyseur + lame demi-onde connectisée, lié à une fibre amorce, permettant la connexion à la fibre à mesurer. Le montage expérimental est identique à celui que nous avons décrit dans la *figure IV.8*. La résolution spatiale du système dépend de la durée d'impulsion, et est comprise entre 1 m pour une durée d'impulsion de 10 ns, et 10 m pour une durée de 100 ns. De même les longueurs de fibres accessibles à la mesure dépendent de la résolution et sont comprises entre 3000 m et 32000 m pour les durées d'impulsion précédentes. Les impulsions utilisées avec cet OTDR possèdent donc des largeurs temporelles plus importantes que celles obtenues avec l'OTDR à comptage de photon. De plus, du fait de la largeur spectrale de la source utilisée dans l'OTDR Tecktronix, ces impulsions ont une cohérence faibles. De ce fait, le lien entre la différence de temps de groupe de la fibre et les "longueurs de battements effectives", n'est plus donné par l'équation IV.7. Un traitement rigoureux devrait prendre en compte l'incohérence de la source et la largeur temporelle à travers la fonction de transfert de l'OTDR. Cette fonction de transfert, agissant de manière similaire à un filtre, est censée "lisser" l'évolution de la polarisation qui serait obtenue dans la fibre à une longueur d'onde précise et avec une largeur d'impulsion très faible. On espère cependant observer un lien entre la PMD et le comportement de l'intensité rétro-diffusée. De façon plus précise, plus la PMD est forte plus la polarisation est censée évoluer "rapidement" dans la fibre et plus la fréquence et l'amplitude de la trace observée à l'aide de notre POTDR sont censées diminuer (de manière similaire à ce qui serait obtenu avec l'équation IV.7 si nous utilisions la technique à comptage de photon). La *figure IV.17* représente une mesure effectuée à l'aide de l'appareil précédent sur une fibre vrillée présentant la particularité de posséder une première portion à faible PMD (**PMD₁** sur la *figure IV.17*) et une seconde portion à forte PMD (**PMD₂** sur la *figure IV.17*). Des mesures de PMD effectuées à l'aide d'une technique de mesure classique (basée sur la méthode des analyseurs fixes) sur le premier et le second tronçon ont permis de mettre en évidence une différence de 40 % entre les valeurs des PMD. On peut constater que la trace POTDR associées aux deux tronçons présente les caractéristiques suivantes :

oscillations de grandes amplitudes sur le premier tronçon et inversement sur le second tronçon. Nous avons ainsi effectué une étude comparative entre la distribution de l'amplitude de la trace POTDR et la PMD correspondante sur un ensemble de fibres vrillées sinusoidalement. Le paramètre statistique utilisé pour quantifier la distribution de l'amplitude est la variance de l'intensité POTDR.

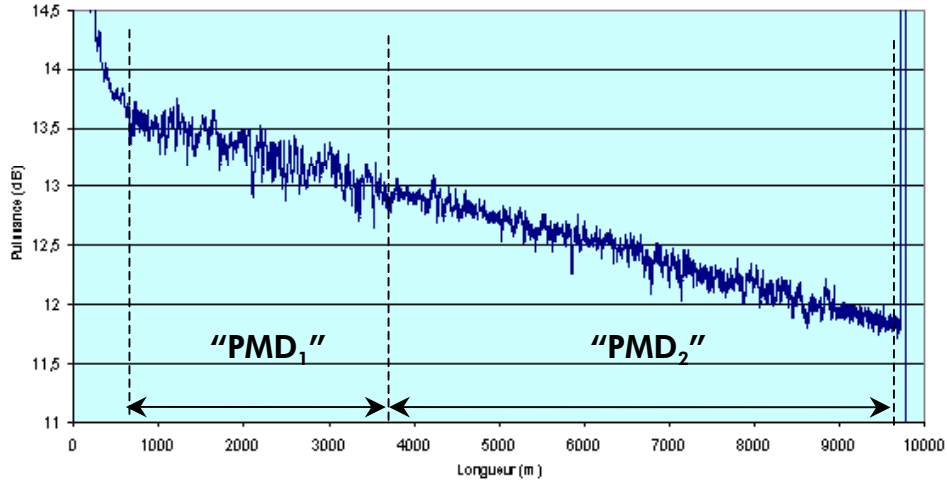


figure IV.17 : Courbe de rétro-diffusion d'une fibre présentant deux régions : l'une à forte PMD (tronçon de gauche) l'autre à faible PMD (tronçon de droite)

Une courbe d'étalonnage reliant la PMD et la variance de l'intensité POTDR à ainsi pu être réalisée sur un ensemble de 26 fibres Teralight. Les fibres ont été conditionnées sur des bobines de diamètres 400 mm à 0 g de tension. Une courbe de calibration a été obtenue et permet, à partir de l'amplitude des oscillations d'évaluer la valeur de la PMD le long de la fibre. La courbe d'étalonnage obtenue à Conflans est la suivante :

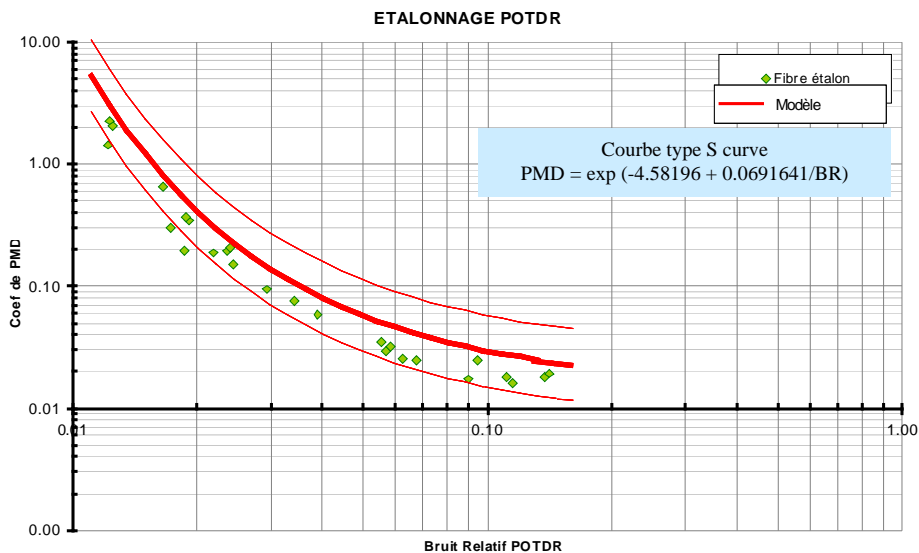


figure IV.18 : Courbe d'étalonnage de la mesure de la PMD par POTDR ; la quantité BR est une mesure de l'amplitude des oscillations de l'intensité POTDR

Les résultats des mesures effectuées en utilisant cette technique montre malheureusement que dans 30 % des cas, les fibres mesurées en PMD ne rentrent pas dans le gabarit de la courbe. De plus certaines traces POTDR ne présentent pas le comportement statistique requis pour pouvoir appliquer la méthode. La figure IV.19 représente une telle courbe.

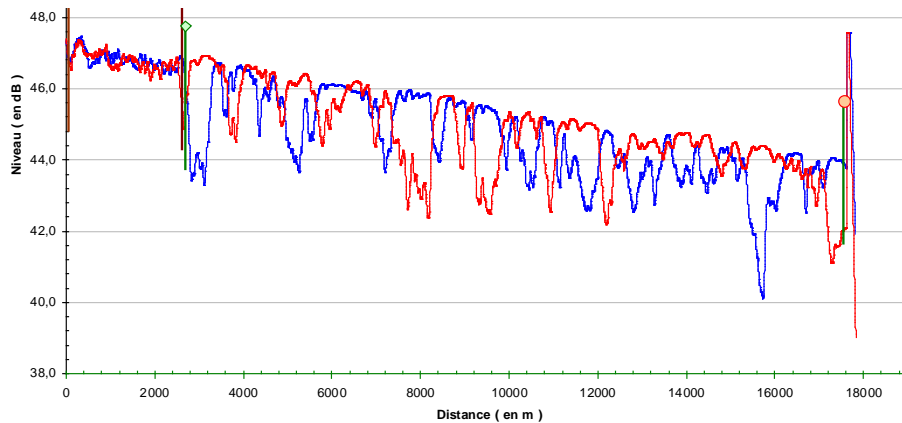


figure IV.19 : Courbe POTDR ne permettant pas l'application de la méthode

On peut constater que la trace "oscille" de façon beaucoup moins prononcée que sur la figure IV.17, on est tenté de lui associer une très faible PMD. Il se trouve que de telles courbes peuvent aussi bien présenter une forte ou une faible PMD. Plusieurs hypothèses ont été avancées afin d'expliquer ce comportement, mais nous n'avons pu en valider aucune. Nous citons les principales :

- Présence de torsions externes engendrant une biréfringence circulaire telle que la trace POTDR s'en trouve fortement affectée.
- Les effets aléatoires sont tels que la longueur de corrélation du vecteur biréfringence est petite devant la période de rotation de la fibre, et le comportement effectif s'en trouve modifié.
- La biréfringence des fibres est trop importante pour que l'évolution de la trace permettent d'appliquer le formalisme proposé par [Ellison00a].

2.3 Conclusion du paragraphe

Les techniques de mesure par réflectométrie permettent de caractériser l'évolution de la polarisation le long de la fibre et par conséquent permettent de caractériser la distribution de la biréfringence sur fibre non vrillée. Le modèle RMM de biréfringence a été validé par deux auteurs différents sur des fibres à faibles biréfringences. Ce modèle de biréfringence n'incorpore pas la biréfringence circulaire engendrée par des torsions externes ce qui peut conduire à une surestimation de la PMD mesurée par POTDR.

La mesure sur fibre vrillée en est à ses balbutiements, le problème réside dans la résolution des techniques POTDR. Nous avons pu mesurer la période de la fonction de rotation appliquée à une fibre optique à l'aide d'une technique de réflectométrie basée sur une technique de comptage de photons autorisant une résolution de l'ordre de la dizaine de cm. Nous n'avons pas pu en revanche nous attaquer à l'amplitude de la fonction de la rotation du fait des fréquences d'évolution extrêmement importantes.

Nous proposons dans le § 3 une étude plus localisée mais mieux résolue de l'évolution de la polarisation dans la fibre basée sur l'effet Faraday : la méthode magnéto-optique. Cette méthode va nous permettre de remonter à l'amplitude de rotation de la fibre ainsi qu'à sa période.

En ce qui concerne la mesure de la PMD par POTDR sur des fibres vrillées sinusoidalement, nous pouvons à l'heure actuelle distinguer dans la plupart des cas les fibres à fortes PMD des fibres à faibles PMD. Nous ne pouvons garantir la PMD de façon quantitative que dans 70 % des cas.

3 Caractérisation de la polarisation dans le régime courte distance

3.1 Banc de mesure et réglage

Le banc que nous avons utilisé à Conflans est représenté sur la *figure IV.20*. Il est composé d'une fibre, d'une bobine délivrant un champ magnétique parallèle à la fibre, d'une partie émission et d'une partie réception. La partie émission est composée d'un polariseur et d'une lame $\lambda/2$ permettant de sélectionner la polarisation d'entrée. La partie réception est composée d'un polariseur permettant d'analyser la polarisation de sortie. Le couplage dans les fibres se fait à l'aide d'objectifs de microscope.

Afin d'améliorer la détection, le courant passant dans la bobine est modulé en amplitude et le signal est détecté en sortie à l'aide d'une détection synchrone. L'utilisation de cette technique se comprend si l'on effectue un calcul approximatif de la modulation de l'état de polarisation engendrée par le champ magnétique. Les bobines que nous utilisons délivrent des champs magnétiques compris entre 10^4 A/m et 10^5 A/m sur une longueur d'environ 1 cm. Compte tenu de la valeur de la constante de Verdet dans la silice à $1.55 \mu\text{m}$, nous obtenons une modulation de l'angle de Faraday compris entre 10^{-2} et 10^{-3} rad. Cette faible valeur, combinée à la haute sensibilité de ce type de mesure aux vibrations, impose l'utilisation d'une détection synchrone.

Le déplacement de la bobine est assuré par un chariot actionné par un moteur électrique (les deux éléments ne sont pas représentés sur la figure). Enfin, il est important de prévoir une méthode permettant à la fibre d'éviter au maximum la présence de contrainte tout en restant peu sensible aux vibrations extérieures. Nous avons d'abord placé la fibre à l'intérieur d'un tube de verre pour ce faire. Cependant, la longueur du banc (≈ 2 m) était telle que la flèche du tube au milieu du banc devenait gênante pour déplacer la bobine sans risquer d'induire des chocs entre la bobine et le tube. Nous avons décidé de travailler à l'aide de "scotch". Une bande de scotch est ainsi pliée en forme de "V", et déployée entre la partie émission et la partie réception. La fibre est alors délicatement positionnée dans la rainure du V de façon à éviter les courbures et les torsions. Le positionnement doit être effectué de façon à ce que tout au long du parcours du chariot, la fibre reste bien au centre de la bobine. Le champ magnétique n'étant pas parfaitement homogène dans la section de la bobine, un déplacement transversal de la fibre se caractérise par des modulations parasites de l'intensité en sortie.

Enfin, une attention particulière doit être apportée au conditionnement de la fibre qui ne se trouve pas en mesure. Celle-ci doit être positionnée de façon à limiter l'impact des courants d'air et autres vibrations. On doit donc limiter la longueur de cette portion de fibre, la fixer et éviter au maximum les boucles et les torsions.

La réduction du bruit est le facteur principal de la réussite de la mesure. Les facteurs secondaires sont représentés par le réglage de la position relative de la lame $\lambda/2$ et du polariseur. [Chartier01] montre que la configuration optimale du point de vue de la mesure est obtenue lorsque l'on est proche de l'extinction en sortie. C'est en effet la configuration permettant de réduire le bruit

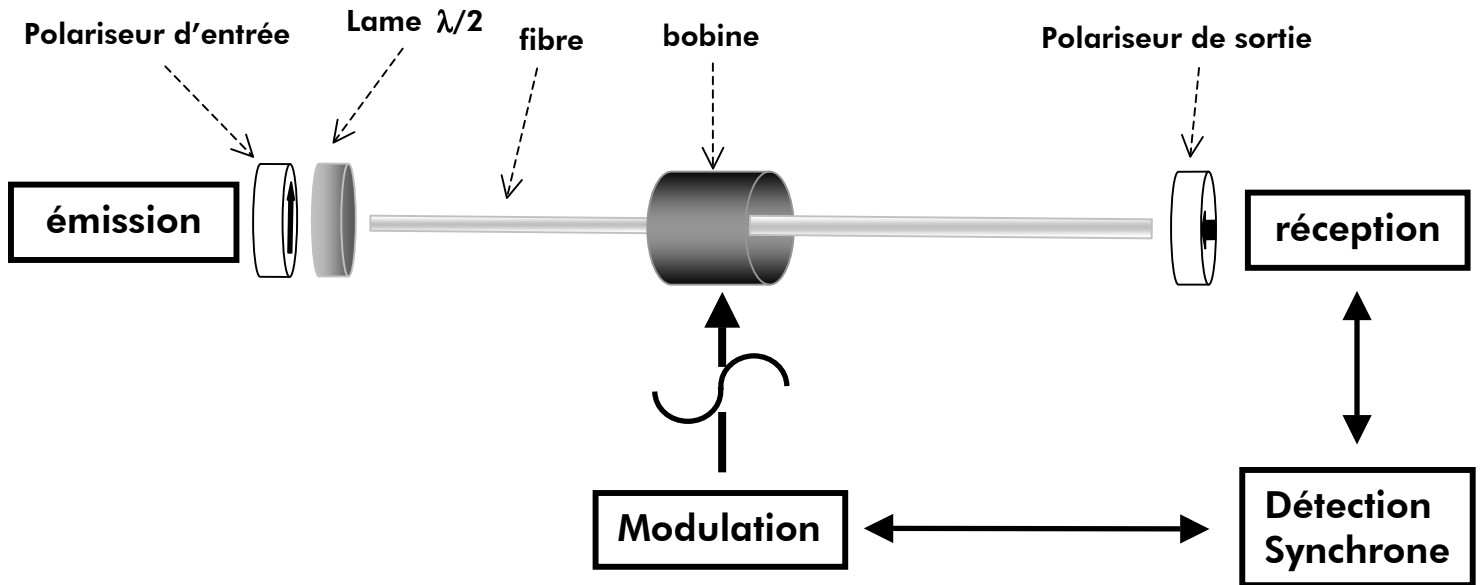


figure IV.20 : Configuration expérimentale de la mesure par effet magnéto-optique

(proportionnel à l'intensité). Les réglages se font donc en jouant sur l'orientation de la lame $\lambda/2$ et sur celle du polariseur d'analyse afin d'obtenir l'extinction du signal. Lorsque celle-ci est obtenue, la polarisation d'entrée est telle que la polarisation de sortie est linéaire et orthogonale au polariseur. En dérégulant légèrement l'analyseur (ou la lame $\lambda/2$) de quelques degrés, on se retrouve dans une configuration optimale de mesure. La mesure consiste ensuite, de façon simplifiée, à déplacer la bobine sur la longueur L de fibre et à enregistrer la modulation de l'intensité engendrée en sortie de fibre. L'étude de cette perturbation en fonction de la position de la bobine permet de remonter aux caractéristiques locales de biréfringence.

3.2 Exemples de mesure

La figure IV.21 et la figure IV.22 représentent deux exemples de mesures effectuées sur des fibres à fortes biréfringences. La première est une fibre de type spécial non vrillée, la seconde est une fibre de type spécial vrillée sinusoidalement. Sur la seconde mesure, les trois courbes correspondent à trois orientations différentes de la lame $\lambda/2$. La longueur de battement mesurée sur la fibre non vrillée est d'environ 12.5 cm, et on peut constater sur la figure IV.22 que des oscillations de périodes de l'ordre de 5 cm, sont aisément visibles à "l'œil nu". Nous estimons que la résolution de notre méthode de mesure est de l'ordre de la longueur de notre bobine soit environ 3 cm.

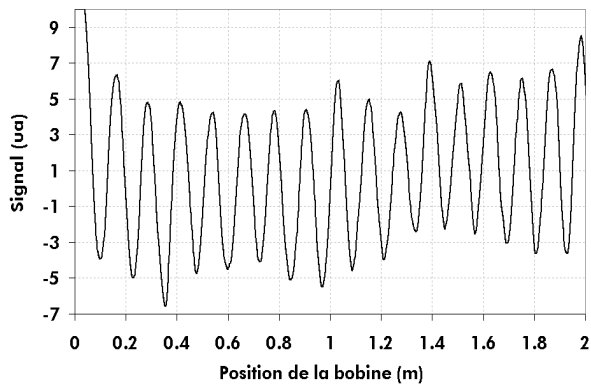


figure IV.21 : mesure de longueur de battement sur une fibre non vrillée

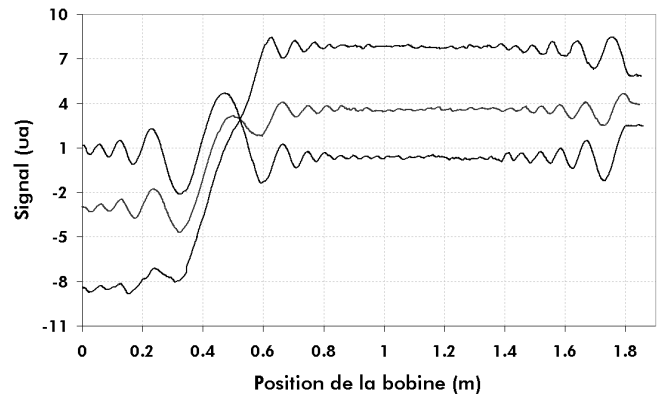


figure IV.22 : évolution de l'intensité dans une fibre vrillée sinusoïdalement pour trois positions du polariseur de sortie

Nous constatons que la résolution de la mesure nous permet d'envisager de mesurer des variations de la polarisation s'effectuant sur des distances très petites. On remarque de plus la ressemblance des courbes des figures précédentes avec les courbes expérimentales et numériques présentées au § 2. Il existe ici aussi, comme en POTDR, un lien entre l'évolution des caractéristiques locales de biréfringence avec z et l'évolution du signal mesuré en sortie de fibre.

Nous allons donc dans la suite étudier la mesure par effet Faraday de façon théorique afin de déterminer des paramètres qui nous permettraient éventuellement de remonter aux caractéristiques locales de biréfringences. Nous utiliserons, pour cela, le formalisme de Stokes qui se prête particulièrement bien aux mesures des effets de polarisation.

3.3 La mesure magnéto-optique appliquée aux fibres vrillées

Dans ce paragraphe, nous présentons le formalisme qui va être utilisé dans la suite de ce chapitre. Au § 3.3.1, nous exprimons l'état de polarisation de sortie en fonction de la position de la bobine et en fonction de la polarisation d'entrée ce qui nous permet de définir la matrice de Mueller de la mesure. On utilise ce résultat au § 3.3.2 pour définir le vecteur biréfringence magnéto-optique.

3.3.1 Calcul de l'état de polarisation en sortie de fibre

Pour chacune des positions de la bobine, on découpe la fibre de longueur L en trois tronçons se situant respectivement avant la bobine, à l'intérieur de la bobine et après la bobine [Zhang, Halliday, Chartier01]. A chaque tronçon, on associe un élément biréfringent décrit par sa matrice de Mueller. La figure IV.23 illustre la concaténation des trois éléments biréfringents et les matrices de Mueller correspondantes.

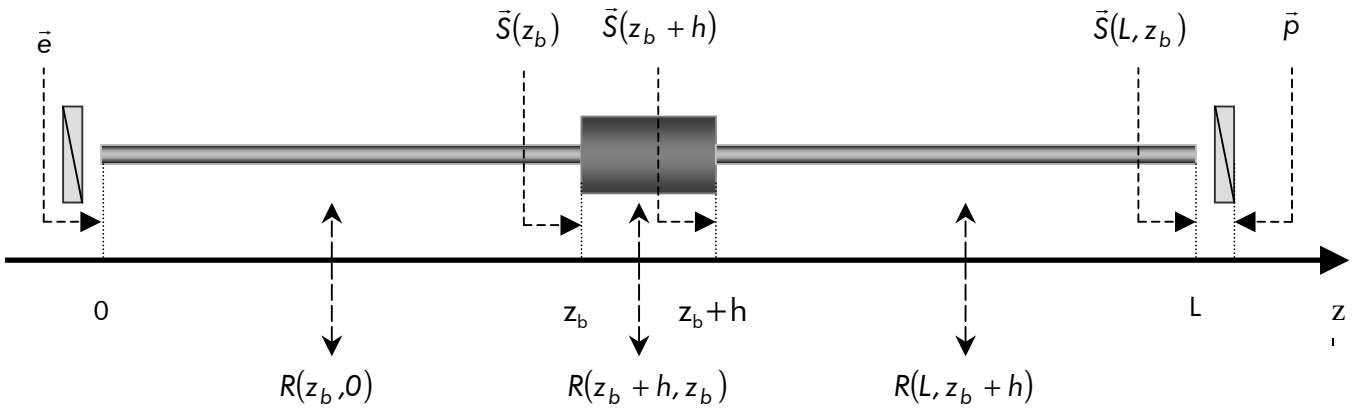


figure IV.23 : description du banc de mesure à l'aide du formalisme de Stokes

Les vecteurs de Stokes associés à l'état de polarisation de sortie et d'entrée sont reliés par le produit de ces trois matrices, produit que l'on note $R_{mo}(z_b)$:

$$\bar{S}(L, z_b) = R_{mo}(z_b)\bar{e} = R(L, z_b + h)R_{bob}(z_b + h, z_b)R(z_b, 0)\bar{e}$$

équation IV.8

Dans l'équation IV.8, toutes les matrices sont exprimées dans un repère \mathfrak{R} , fixe par rapport à la fibre (notre référentiel). Il est commode, lorsqu'on étudie des fibres réelles (i.e. avec couplage de mode), d'exprimer la matrice de Mueller dans un repère \mathfrak{R}_t , tournant avec les axes propres de la fibre [Pellat-Finet]. La relation suivante permet de relier les matrices de Mueller du biréfringent dans les deux repères :

$$R(z', z) = R(2\theta(z'))R_t(z', z)R(-2\theta(z))$$

équation IV.9

Les matrices de passage entre les deux repères sont les matrices de rotation des axes propres de la fibre (rotation autour de l'axe \vec{e}_3 sur la sphère de Poincaré). Il est important de comprendre que chaque matrice de la figure IV.23 peut être réécrite à l'aide de l'équation IV.9 et que les matrices de rotation des axes d'un tronçon particulier s'éliminent avec les matrices de rotation du tronçon précédent et suivant. L'expression de $\bar{S}(L, z_b)$ devient donc (avec la convention $\theta(0) = 0$) :

$$\bar{S}(L, z_b) = R(2\theta(L))R_t(L, z_b + h)R_{bob_t}(z_b + h, z_b)R_t(z_b, 0)\bar{e}$$

équation IV.10

Du point de vue de la sortie de la fibre, l'association de la fibre et de la bobine est caractérisée pour chaque z_b par un biréfringent elliptique. Lorsque la position de la bobine varie, les paramètres caractérisant ce biréfringent varient, et $\bar{S}(L, z_b)$ est modifié en sortie. C'est le sens de l'équation IV.8 et de l'équation IV.10. Afin de quantifier ces variations, nous allons définir au paragraphe suivant un vecteur biréfringence magnéto-optique.

3.3.2 Vecteur biréfringence magnéto-optique

En dérivant l'équation IV.8 par rapport à z_b , on obtient, sachant que $\vec{e} = R_{mo}^{-1}(z_b)\vec{S}(L, z_b)$, l'équation d'évolution du vecteur $\vec{S}(L, z_b)$ en fonction de la position de la bobine [Foschini, Gordon] :

$$\frac{\partial \vec{S}(L, z_b)}{\partial z_b} = \frac{\partial R_{mo}(z_b)}{\partial z_b} R_{mo}^{-1}(z_b) \vec{S}(L, z_b)$$

équation IV.11

Le membre de droite de cette expression différentielle peut être réécrit sous la forme d'un produit vectoriel [Foschini, Gordon] :

$$\frac{\partial \vec{S}(L, z_b)}{\partial z_b} = \vec{\beta}_{mo}(z_b) \times \vec{S}(L, z_b)$$

équation IV.12

Il est possible de donner une interprétation géométrique de ce résultat à l'aide de la sphère de Poincaré. Lorsque z_b varie de façon infinitésimale, $\vec{S}(L, z_b)$ effectue une rotation infinitésimale autour d'un certain vecteur que l'on va appeler le vecteur biréfringence "magnéto-optique", $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$, par analogie avec l'équation décrivant l'évolution de la polarisation dans une fibre biréfringente. L'équation IV.12 est formellement la même que celle décrivant la sensibilité de la polarisation en un point de la fibre lorsque la fréquence ω du signal injectée en entrée varie (équation I.16). Dans notre problème, z_b remplace ω et $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ remplace $\vec{\Omega}$. Grâce à cette formulation, on peut appliquer à la méthode magnéto-optique tout l'arsenal théorique et expérimental qui a été développé pour étudier et mesurer la PMD [Jopson, Shieh, Poole88]. Une des particularités de ces équations est que $\vec{\beta}$, $\vec{\Omega}$ et donc $\vec{\beta}_{mo}$ peuvent être déterminés à partir de la mesure exacte de $\vec{S}(L, z_b)$ [Jopson] (i.e. à partir de la mesure de $R_{mo}(z_b)$). Ce genre d'équation est en fait généralisable à tous les effets de polarisation ne faisant pas intervenir de perte dépendante de la polarisation (PDL) [Shieh]. On s'intéresse dans la suite à des fibres dont les axes propres font un angle $\theta(z)$ avec l'axe x du repère (x, y, z) . Dans ce cas, le vecteur biréfringence s'écrit respectivement dans \mathfrak{R} et dans \mathfrak{R}_t sous les formes suivantes :

$$\vec{\beta}(z) = [\beta_l(z) \cos 2\theta(z); \beta_l(z) \sin 2\theta(z); \beta_c(z)]$$

équation IV.13

$$\vec{\beta}_t(z) = [\vec{\beta}_l(z); 0; \beta_c(z) - 2\tau(z)]$$

équation IV.14

Les caractéristiques de biréfringence vont donc être identifiées à la biréfringence linéaire et à la biréfringence circulaire, β_l et β_c , et au taux de rotation $\tau(z)$. Nous allons considérer dans ce paragraphe que la biréfringence circulaire est engendrée par un champ magnétique ou par une torsion à froid de la fibre.

Nous allons supposer dans la suite que la bobine est infiniment fine. Cette hypothèse va nous permettre de simplifier les expressions de $\vec{\beta}_{mo}$ et de $\vec{S}(L, z_b)$ et de les relier aux caractéristiques locales de biréfringence.

3.4 Approximation longueur de bobine infiniment fine

Dans cette approximation, on suppose que le déphasage introduit par la partie de fibre se trouvant sous la bobine est très faible devant 2π . Cette hypothèse permet d'effectuer un développement limité à l'ordre 1 en h de la matrice de Mueller du milieu biréfringent se situant sous la bobine, ce qui permet de simplifier considérablement les expressions de $\vec{S}(L, z_b)$ et de $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$.

3.4.1 Expression simplifiée de l'état de polarisation de sortie

La matrice de Mueller associée à une bobine infiniment fine vérifie l'expression [Huard] :

$$R_{bob,1}(z+h, z) = I_d + h[\vec{\beta}_H + \vec{\beta}_t(z)] \cdot \vec{J}$$

équation IV.15

où $\vec{\beta}_H = [0 ; 0 ; \beta_H]$ est le vecteur biréfringence associé à l'effet du champ magnétique.

Nous pouvons exprimer $\vec{S}(L, z_b)$ en fonction de l'état de polarisation de sortie en l'absence de champ magnétique, $\vec{S}(L)$, (Annexe IV.1), lorsque la bobine est infiniment fine :

$$\vec{S}(L, z_b) = \underset{(*)}{\vec{S}(L)} + \alpha_H \underset{(**)}{R(L, z_b) \vec{e}_3} \times \vec{S}(L)$$

équation IV.16

L'état de polarisation en sortie de fibre pour une position z_b est ici la somme de deux termes : le premier (*) représente l'état de polarisation en sortie de fibre en l'absence de champ, le second (**) représente une perturbation proportionnelle à l'angle de Faraday α_H . En faisant intervenir $\vec{S}(z_b)$ au lieu de $\vec{S}(L)$ dans le 2^e terme de l'équation IV.16, on obtient une expression qui permet de donner une explication plus qualitative de l'effet du champ magnétique (Annexe IV.2) :

$$\vec{S}(L, z_b) = \vec{S}(L) + hR(L, z_b)[\vec{\beta}_H \times \vec{S}(z_b)] = \vec{S}(L) + \alpha_H R(L, z_b)[\vec{e}_3 \times \vec{S}(z_b)]$$

équation IV.17

Lorsque la bobine est infiniment fine, le champ magnétique provoque une rotation infinitésimale de $\vec{S}(z_b)$ autour de l'axe circulaire d'un angle égal à α_c (***). Cette modulation se "propage" ensuite dans la fibre jusqu'en sortie, grâce à $R(L, z_b)$, où elle est détectée. Lorsque l'état de polarisation au point d'application du champ est circulaire, la modulation de l'état de polarisation de sortie est nulle. Lorsque l'état de polarisation au point d'application du champ est linéaire, la modulation de l'état de polarisation de sortie est maximale.

3.4.2 Expression simplifiée du vecteur biréfringence magnéto-optique

L'expression exacte de $\vec{\beta}_{mo}$ est calculée en Annexe IV.3. Elle se simplifie dans le cas d'une bobine infiniment fine (cf. Annexe IV.4) :

$$\vec{\beta}_{mo}(z_b) = \alpha_H R(L, z_b) (\vec{e}_3 \times \vec{\beta}(z_b))$$

équation IV.18

A l'aide de cette expression, on constate que la présence de biréfringence linéaire est indispensable pour que la mesure fonctionne. En effet, si la biréfringence de la fibre étudiée est purement circulaire, $\vec{\beta}$ est orienté selon \vec{e}_3 et le produit vectoriel est nul : il n'y a donc pas d'effet de la bobine sur l'état de polarisation de sortie. En utilisant l'expression usuelle du vecteur biréfringence, l'équation IV.18 se développe sous la forme équivalente suivante :

$$\vec{\beta}_{mo}(z_b) = \alpha_H \beta_l(z_b) R(L, z_b) R(2\theta(z_b)) \vec{e}_2 \quad \text{avec} \quad |\vec{\beta}_{mo}| = \alpha_H \beta_l(z)$$

équation IV.19

Le vecteur $\vec{\beta}_{mo}$ est le produit de la biréfringence linéaire locale de la fibre et d'un vecteur unitaire $\vec{e}_{\beta_{mo}}$ obtenu en appliquant la matrice de rotation $R(L, z_b) R(2\theta(z_b))$ au vecteur unitaire \vec{e}_2 : $\vec{e}_{\beta_{mo}} = R(L, z_b) R(2\theta(z_b)) \vec{e}_2$. Le module du vecteur $\vec{\beta}_{mo}$ fournit aisément une première relation entre une quantité mesurable en sortie de fibre et une des caractéristiques locales, la biréfringence linéaire locale $\beta_l(z)$: $|\vec{\beta}_{mo}| = \alpha_H \beta_l(z)$. L'étude de la direction de $\vec{\beta}_{mo}$, i.e. $\vec{e}_{\beta_{mo}}$, va fournir une deuxième relation reliant les caractéristiques locales et globales. En effet, la dérivée de la matrice $R(L, z_b) R(2\theta(z_b))$ est reliée aux caractéristiques locales de biréfringence, on peut donc espérer faire apparaître le taux de rotation en dérivant l'équation IV.19 par rapport à z_b . On obtient (Annexe IV.5) :

$$\left| \frac{\partial \vec{\beta}_{mo}(z_b)}{\partial z_b} \right| = \alpha_H \sqrt{\left(\frac{\partial \beta_l}{\partial z_b} \right)^2 + \beta_l(z)^2 |\vec{\beta}_t|^2} \quad \text{avec} \quad |\vec{\beta}_t|^2 = \beta_l^2(z) + (\beta_c(z) - 2\tau)^2$$

équation IV.20

L'équation IV.20 fait explicitement intervenir la biréfringence linéaire et sa dérivée, la biréfringence circulaire et le taux de rotation $\tau(z_b)$. Les expressions de $\vec{\beta}_{mo}$ et de sa dérivée par rapport à la position de la bobine permettent donc de faire le lien entre les grandeurs mesurables en sortie de fibre et toutes les caractéristiques locales de biréfringence.

3.5 Application du modèle

3.5.1 Application aux fibres non vrillées

Lorsque la fibre est non vrillée, la direction des axes propres est fixe tout au long de la fibre. Le vecteur $\vec{\beta}$ est donné par $\vec{\beta} = \beta_l \vec{e}_1 + \beta_H \vec{e}_3$ sous la bobine et par $\vec{\beta} = \beta_l \vec{e}_1$ ailleurs. Dans ce cas, l'intensité mesurée en sortie du polariseur d'analyse de la figure IV.23 est suffisante pour caractériser la

fibres. L'intensité détectée en sortie du polariseur d'analyse est donnée par [Gordon] (on normalise le résultat par rapport à l'intensité avant le polariseur) :

$$I(L, z_b) = (1 + \bar{p} \cdot \bar{S}(L, z_b)) / 2$$

équation IV.21

soit d'après l'équation IV.16, $I(L, z_b) = (1 + \bar{p} \cdot \bar{S}(L) + \alpha_H (\bar{S}(L) \times \bar{p}) \cdot (R(L, z_b) \bar{e}_3)) / 2$.

La mesure est effectuée dans une configuration où, en l'absence de champ magnétique, la polarisation en sortie de fibre est linéaire. Le polariseur d'analyse est réglé pour que l'on soit proche de l'extinction ($1 + \bar{p} \cdot \bar{S}(L) = 1 + \cos(\bar{S}(L), \bar{p}) \cong 0$ et $\bar{S}(L) \times \bar{p} = \sin(\bar{S}(L), \bar{p}) \bar{e}_3 \ll \bar{e}_3$).

Pour obtenir l'intensité, on a besoin de l'expression de la matrice de Mueller d'une fibre non vrillée. La matrice de rotation d'un angle ϕ autour d'un vecteur unitaire \bar{e} a pour expression (équation **A 1.11**, Annexe I) :

$$R = I_d + \sin \phi \bar{e} \cdot \bar{J} + (1 - \cos \phi) (\bar{e} \cdot \bar{J}) (\bar{e} \cdot \bar{J})$$

équation IV.22

Pour un élément biréfringent de biréfringence linéaire β_1 , de longueur $\Delta z = z' - z$ et d'axe propre orienté selon x , le vecteur unitaire \bar{e} et l'angle de rotation ϕ , sont respectivement donnés par \bar{e}_1 et $\beta_1 \Delta z$. Le calcul de $I(L, z_b)$ donne alors :

$$I(L, z_b) = [1 + \cos(\bar{S}(L), \bar{p}) + \alpha_H \sin(\bar{S}(L), \bar{p}) \cos(\beta_1(L - z_b))] / 2$$

équation IV.23

L'évolution de $I(L, z_b)$ est sinusoïdale, la période de cette sinusoïde est la longueur de battement, $L_b = 2\pi / \beta_1$ ³³ [Zhang, Halliday]. La mesure magnéto-optique sur fibre non-vrillée permet donc la caractérisation de la biréfringence par une mesure de longueur de battement.

3.5.2 Application du formalisme aux fibres uniformément vrillées

3.5.2.1 Mesure dans la configuration standard : mesure de g

Deux situations peuvent se présenter :

- 1) La fibre est vrillée "à chaud" avec un taux de rotation τ et aucune contrainte n'est engendrée. La biréfringence locale reste égale à β_1 et le vecteur $\vec{\beta}$ tourne de façon uniforme dans le plan équatorial de la sphère de Poincaré (plan (\bar{e}_1, \bar{e}_2)) : $\vec{\beta} = \beta_1 \cos(2\tau z) \bar{e}_1 + \beta_1 \sin(2\tau z) \bar{e}_2$.
- 2) La fibre est vrillée "à froid". Des contraintes de torsion sont engendrées et entraînent l'apparition d'une biréfringence circulaire $\beta_c = g\tau$, proportionnelle au taux de rotation τ et

³³ Du fait de l'approximation que nous avons choisie, la longueur de la bobine n'intervient pas dans le terme en cosinus. Nous n'avons pas non plus de terme nous permettant d'apprécier l'effet de la longueur de la bobine sur le signal (terme en sinus cardinal de l'équation IV.6).

au coefficient de contrainte optique g . La biréfringence locale devient $\beta = (\beta_l^2 + g^2 \tau^2)^{1/2}$, le vecteur $\vec{\beta}$ se décompose en une composante linéaire tournant de façon uniforme dans le plan équatorial et une composante circulaire égale à $g\tau$: $\vec{\beta} = \beta_l \cos(2\tau z) \vec{e}_1 + \beta_l \sin(2\tau z) \vec{e}_2 + g\tau \vec{e}_3$. Le coefficient de proportionnalité g est censé dépendre du dopage mais évolue relativement peu dans les fibres de télécommunication faiblement dopées en Germanium [Schuh95].

Dans le cas simple d'une fibre uniformément vrillée, le vecteur biréfringence est fixe dans le repère tournant et s'exprime sous la forme $\vec{\beta}_t = \beta_l \vec{e}_1 + (lg - 2)\tau \vec{e}_3$, avec $l=1$ si la fibre est vrillée à froid et $l=0$ si la fibre est vrillée à chaud. En utilisant l'expression de la matrice de Mueller calculée en Annexe IV.6, on aboutit à l'expression de l'intensité pour une fibre vrillée uniformément :

$$I(L, z_b) = 0.5 \left[1 + \cos(\vec{S}(L), \vec{p}) + \alpha_H \sin(\vec{S}(L), \vec{p}) \left(1 - \left(\frac{\beta_l}{\beta_t} \right)^2 (1 - \cos(\beta_t(L - z_b))) \right) \right]$$

équation IV.24

où $\beta_t = \sqrt{\beta_l^2 + 4\tau^2}$ (vrillage à "chaud") ou $\beta_t = \sqrt{\beta_l^2 + (g - 2)^2 \tau^2}$ (vrillage "à froid").

L'évolution de l'intensité mesurée en sortie du banc en fonction de la position de la bobine est sinusoïdale. La période de cette sinusoïde est la longueur de battement apparente $L_{bmo} = 2\pi / \beta_t$. Il est important de noter ici que cette longueur de battement n'est pas, dans les deux cas considérés, directement reliée à la biréfringence locale. La relation entre $\vec{\beta}_t$ et L_{bmo} a été utilisée par T. Chartier (CORIA) pour déterminer le coefficient de contrainte optique g dans des fibres fortement dopées en Germanium [Chartier03]. Le principe de la mesure de g consiste à appliquer une torsion externe à une fibre initialement non vrillée et à mesurer la période de l'intensité correspondante. L'utilisation de l'expression analytique permet ensuite de remonter par optimisation au coefficient g . Le dispositif de mesure utilisé par T. Chartier est identique à celui de la figure IV.20, à l'exception d'un dispositif supplémentaire en fin de fibre permettant d'appliquer une rotation à la fibre. Un résultat de mesure est présenté sur la figure IV.24. On peut constater premièrement que conformément à l'expression analytique, la biréfringence effective augmente avec le taux de torsion. Deuxièmement, le minimum de la biréfringence effective n'est pas obtenu pour un taux de torsion nul. Ceci est probablement dû à une torsion initiale τ_0 induite lors du positionnement de la fibre dans l'appareillage. En enlevant et repositionnant la fibre on obtient, à chaque fois, différentes valeurs de τ_0 , ce qui confirme la remarque précédente. La courbe de la figure IV.24 permet d'avoir trois informations, la biréfringence linéaire β_l , le coefficient g et la torsion initiale τ_0 . Pour extraire ces paramètres, nous avons représenté sur la figure IV.25, le carré de la biréfringence en fonction du taux de rotation. Selon l'équation IV.24 et en tenant compte de τ_0 , cette courbe doit vérifier la relation suivante : $\beta^2 = \beta_l^2 + (g - 2)^2 (\tau - \tau_0)^2$. En utilisant une méthode des moindres carrés, on obtient les paramètres de meilleur ajustement suivants : $\beta_l = 49,19 \pm 0,17$ rad/m, $\tau_0 = -6,54 \pm 0,12$ rad/m et $g = 0,145 \pm 0,006$. La valeur de β_l obtenue est caractéristique d'une fibre de télécommunication à forte biréfringence. La valeur de τ_0 n'a pas de réelle

signification puisqu'elle dépend de la configuration de la mesure. Nous trouvons une bonne concordance entre les valeurs de g mesurées et les valeurs habituellement utilisées dans la littérature [Schuh95, Ulrich79, Wegmuller].

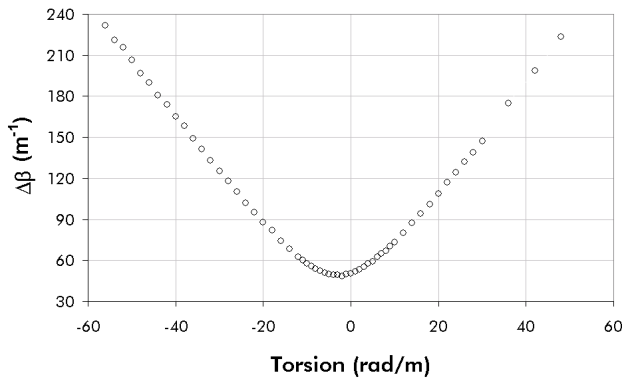


figure IV.24 : Evolution de la biréfringence effective en fonction de la torsion

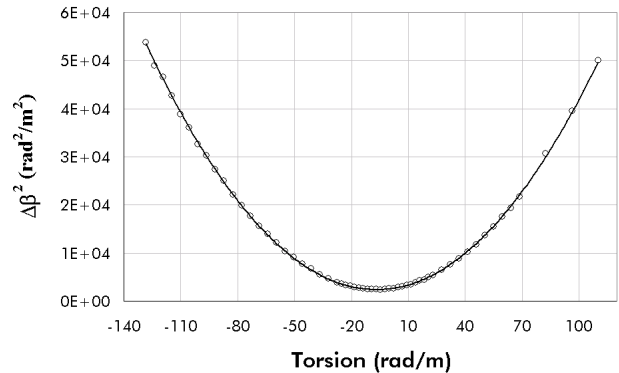


figure IV.25 : Evolution du carré de la biréfringence effective en fonction de la torsion : les cercles représentent les points de mesure ; la courbe de meilleure approximation est représentée en trait pleins

Les précisions de mesure de β , τ_0 et g ont été obtenues par la méthode dite de "boot-strap" [Davidson]. La précision donnée correspond à un intervalle de confiance de 95%. Il faut ici souligner la très bonne précision de mesure de g obtenue grâce à cette méthode. En suivant la même procédure, quatre fibres ont été mesurées. Les fibres 1 et 2 mesurées présentent un cœur central dopé au germanium dont l'indice est surélevé de 1,6 % par rapport à celui de la silice tandis que les fibres 3 et 4 mesurées présentent un cœur central dopé au germanium dont l'indice est surélevé de 0,9 %. L'intérêt ici, est d'évaluer l'impact de ce fort dopage en germanium sur le coefficient g . Les paramètres de meilleur ajustement obtenus sont résumés dans le *tableau IV.3*.

	Fibre 1	Fibre 2	Fibre 3	Fibre 4
$\Delta\beta_i$	51.86+/-0.14	49.18+/-0.11	14.27+/-0.1	14.72+/-0.11
g	0.147+/-0.008	0.144+/-0.004	0.136+/-0.007	0.143+/-0.009
τ_0	4.37+/-0.14	-6.55+/-0.09	3.34+/-0.08	-3.07+/-0.07

tableau IV.3 : résultats des mesures du coefficient g sur des fibres fortement dopées en germanium

On peut constater que l'augmentation du dopage a peu d'impact sur la valeur de g mais provoque une augmentation importante de la valeur de la biréfringence linéaire. Ce résultat est en accord avec les mesures antérieures effectuées sur des fibres plus faiblement dopées en germanium [Wegmuller, Galtarossa02b].

3.5.2.2 Domaine de validité de l'approximation bobine infiniment fine : calcul du vecteur biréfringence (cas d'une fibre uniformément vrillée)

Il est important d'étudier le domaine de validité de l'approximation bobine infiniment fine qui permet de simplifier l'expression du vecteur $\vec{\beta}_{m_0}(z_b)$. En effet, le déphasage local, grossièrement

approchée par $\Delta\phi = \sqrt{\beta_1^2 + 4\tau^2}h$, "vu" par la polarisation augmente avec le taux de rotation, ce qui pourrait invalider l'hypothèse d'un très faible déphasage sous la bobine. Nous avons donc lancé des simulations de $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ pour un ensemble de taux de rotation, compris entre 10 et 130 rad/m, et pour des longueurs de bobine respectivement égales à 1 mm et 1 cm. La biréfringence a été choisie égale à 56 rad afin de représenter les valeurs attendues sur les fibres de type spécial. Le taux de rotation maximum choisi, correspond à ce que l'on sait faire en pratique. Ces valeurs de h , τ , β_1 conduisent à des déphasages locaux compris entre 0.06 et 0.3 rad pour la bobine de 1 mm, et 0.6 et 2.66 rad pour la bobine de 1 cm. Pour la dernière valeur, on est clairement en dehors du domaine d'application de l'hypothèse de bobine infiniment fine. Nous allons donc vérifier numériquement les domaines de validité de l'équation IV.19. Nous avons ici considéré qu'il n'y avait pas de contraintes de torsion dans la fibre et que la biréfringence linéaire de la fibre est constante. Pour chacune des données d'entrée du problème considéré, nous avons calculé $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ avec l'expression exacte [cf. Annexe IV.3] et avec la forme simplifiée (équation IV.19). L'expression exacte de $\vec{\beta}_{mo}$ a été obtenue par deux méthodes :

- Calcul numérique de l'évolution de la matrice $R_{mo}(z_b)$ par concaténation de tronçons biréfringents (la méthode est identique à celle utilisée pour le calcul de la trace POTDR en Annexe II) puis calcul du produit $(\partial R_{mo}(z_b) / \partial z_b) R_{mo}^{-1}(z_b)$ pour chaque z_b et obtention de $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ via (A IV.1).
- Utilisation de l'expression analytique de $R(L, z_b)$ obtenue dans le cas d'un vrillage uniforme (Annexe IV.6) et calcul de $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ à partir de (A IV.4).

Remarque : On notera que l'on connaît ici les éléments de matrice de $R_{mo}(z_b)$ (ici ils sont calculés et en pratique il faudrait les mesurer). Cette démarche suppose que l'on connaisse une méthode expérimentale pour pouvoir remonter à la matrice $R_{mo}(z_b)$ à partir de la mesure de $\vec{S}(L, z_b)$; différentes méthodes de ce genre existent dans la littérature et ont été appliquées à la mesure de la PMD [Foschini, Gordon, Jopson] et à la mesure de $\vec{\beta}$ par POTDR [Galtarossa01a] (Annexe IV.7).

3.5.2.2.1 Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour $h=1\text{mm}$

Les figures IV.26 à IV.28 représentent la comparaison de l'expression simplifiée (cercles), de l'expression exacte (traits pleins) et du calcul numérique (étoiles) de la composantes selon x de $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ pour des valeurs respectives de τ égales à 10, 70 et 130 rad/m. Les paramètres de simulation sont résumés dans le tableau suivant :

	L (m)	dz (m)	h (m)	H (A/m)	$\Delta\beta$ (m)	τ (rad/m)
figure 3.7	0.1	10^{-5}	10^{-3}	$5 \cdot 10^4$	56	10
figure 3.8	0.1	10^{-5}	10^{-3}	$5 \cdot 10^4$	56	70
figure 3.9	0.1	10^{-5}	10^{-3}	$5 \cdot 10^4$	56	130

tableau IV.4 : paramètres de simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour une fibre uniformément vrillée

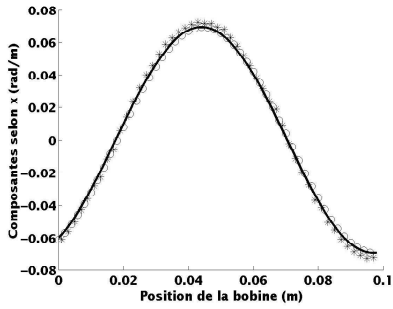


figure IV.26 : expression simplifiée (cercles), expression exacte (traits pleins), calcul numérique (étoiles) pour $\tau=10$ rad/m

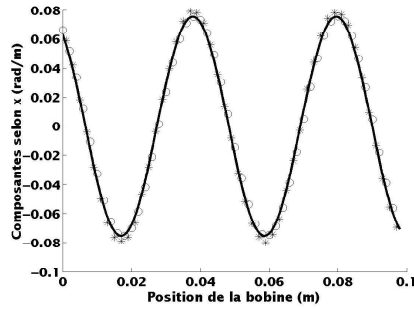


figure IV.27 : expression simplifiée (cercles), expression exacte (traits pleins), calcul numérique (étoiles) pour $\tau=70$ rad/m

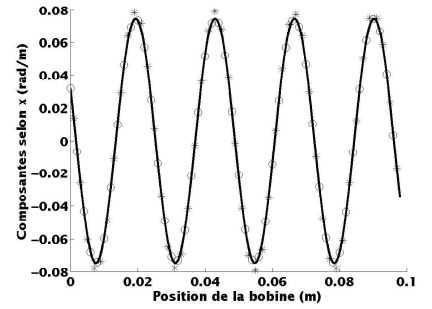


figure IV.28 : expression simplifiée (cercles), expression exacte (traits pleins), calcul numérique (étoiles) pour $\tau=130$ rad/m

On observe sur les trois figures une bonne concordance entre les trois méthodes de calcul, ce qui permet de valider le calcul analytique, d'une part, et l'approximation de la bobine infiniment fine, d'autre part. On note ensuite que la période de variation de la composante x diminue lorsque le taux de rotation augmente. On peut vérifier que sa valeur évolue selon l'expression de L_{bmo} donnée plus haut.

3.5.2.2.2 Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour $h=1$ cm

La figure IV.29 et la figure IV.30 représentent les mêmes simulations pour une bobine de 1 cm avec les deux cas extrêmes de rotation. Sur chaque figure on a représenté l'expression exacte (trait plein) et l'expression simplifiée (cercles).

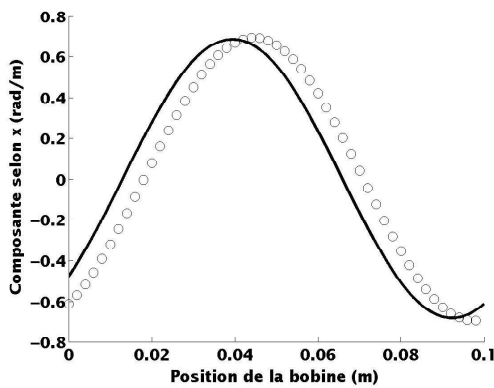


figure IV.29 : expression exacte (trait plein) et simplifiée (cercle) pour $\tau=10$ rad/m

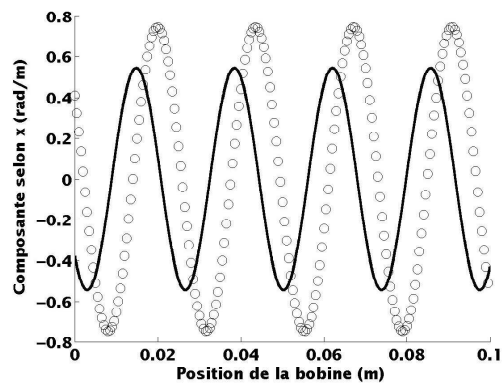


figure IV.30 : expression exacte (trait plein) et simplifiée (cercle) pour $\tau=130$ rad/m

On observe, pour $h=1$ cm, une différence d'amplitude et un déphasage entre les deux courbes qui s'accroît avec la valeur du taux de rotation. La fréquence du signal, en revanche, semble ne pas être affectée. La bobine joue donc le rôle d'un filtre, dont la bande passante est inversement proportionnelle à la longueur de battement apparente [Zhang, Halliday, Chartier01]. L'approximation de la bobine infiniment fine qui n'est plus strictement valable pour ce jeu de paramètres, permet néanmoins de bien décrire l'évolution de la longueur de battement effective en fonction du taux de rotation.

3.5.3 Application du formalisme aux fibres possédant un vrillage sinusoïdal

Nous étudions maintenant l'exemple d'une fibre vrillée sinusoïdalement. Nous rappelons l'expression de l'angle de rotation dans une fibre vrillée sinusoïdalement en fonction de A_{max} et de T :

$$\theta(z_b) = \frac{A_{max}}{2} (1 - \cos(\frac{2\pi}{T} z_b))$$

équation IV.25

Nous comparons les expressions exactes (**A IV.4**) et simplifiées (équation IV.19) pour des longueurs de bobine égales à 1 mm et 1 cm. A l'heure actuelle, il n'existe pas d'expression analytique pour les matrices $R(L, z_b)$ d'un milieu biréfringent vrillé de façon sinusoïdale, ces dernières ont donc été calculées numériquement par concaténation de tronçon pour chaque position de la bobine.

3.5.3.1 Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour $h=1$ mm

La figure IV.31 représente l'évolution de la composante de $\vec{\beta}_{mo}$ selon \vec{e}_1 avec la position de la bobine z_b . La courbe pleine représente l'expression exacte, et les cercles, la formule simplifiée (équation IV.19). Nous utilisons les mêmes paramètres de simulations que le tableau IV.4 et nous choisissons des valeurs typiques pour les paramètres $A_{max}=130$ rad et $T=2$ m de la fonction de rotation.

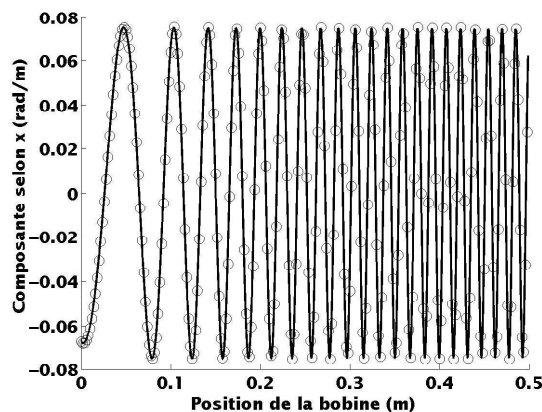


figure IV.31 : Composante selon \vec{e}_1 de $\vec{\beta}_{mo}$ pour un vrillage sinusoïdal ; la courbe pleine représente l'expression exacte et les cercles l'expression simplifiée

On observe une bonne concordance entre l'approximation simplifiée et l'expression exacte pour une valeur $h=1$ mm.

3.5.3.2 Simulations de $\vec{\beta}_{mo}$ pour $h=1$ cm

La figure IV.32 et la figure IV.33 représentent respectivement les résultats obtenus en utilisant l'expression exacte et simplifiée du vecteur $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ pour $h=1$ cm. On peut constater que l'amplitude de cette composante diminue progressivement avec z_b pour l'expression exacte alors qu'elle reste

constante avec l'expression simplifiée. L'approximation de la bobine infiniment fine n'est donc pas valable pour une bobine de 1 cm et pour les valeurs de A_{max} , T et L_b utilisées dans la simulation. On peut cependant noter que les pseudo-périodes obtenues avec l'expression exacte et avec l'expression simplifiée sont identiques. Comme dans le cas uniforme, l'expression simplifiée peut être utilisée pour caractériser partiellement le spectre de l'intensité magnéto-optique.

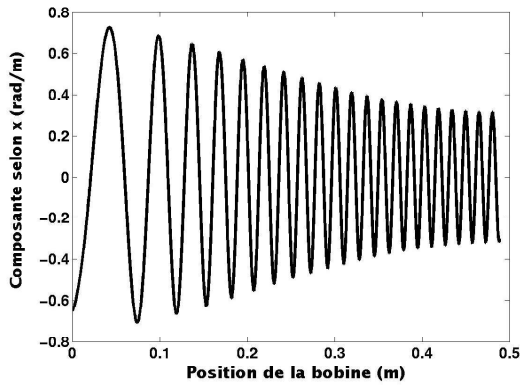


figure IV.32 : Expression exacte de la composante suivant e_1 de β_{mo} pour un vrillage sinusoidal.

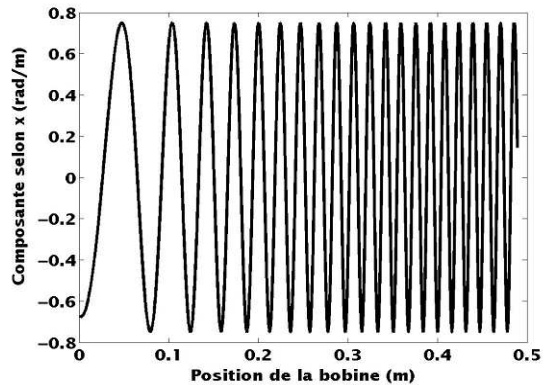


figure IV.33 : Expression simplifiée de la composante suivant e_1 de β_{mo} pour un vrillage sinusoidal.

3.5.3.3 Méthode de reconstruction des caractéristiques locales de biréfringence

Pour la reconstruction du taux de rotation, nous allons utiliser les expressions de $\vec{\beta}_{mo}$ et de sa dérivée par rapport à z_b et les résultats du paragraphe précédent concernant la description des pseudo-périodes. Nous allons faire deux hypothèses sur la biréfringence linéaire et sur la biréfringence circulaire afin de pouvoir les utiliser aisément.

On considère que le vrillage à chaud n'engendre pas de biréfringence circulaire. La biréfringence circulaire est donc engendrée par un vrillage à froid de la fibre, lors de la préparation de la mesure. Au § 3.5.2.1, nous avons vu que des rotations parasites de l'ordre de 5 rad/m sont en effet généralement engendrées lors du conditionnement. Avec $\beta_c = g\tau_{parasite}$, ces torsions conduisent à une valeur de biréfringence circulaire inférieure à 1 rad pour $g=0.15$. On peut donc estimer, lorsque le vrillage à froid n'est pas introduit volontairement, que la biréfringence circulaire dans la fibre est négligeable devant le taux de rotation du vrillage à chaud. Enfin, si on suppose que le vrillage à chaud ne modifie pas la géométrie de la fibre, la dérivée de la biréfringence linéaire peut-elle aussi être négligée en première approximation sur la longueur de la fibre en mesure.

3.5.3.3.1 Mesure exacte de β_l et de τ

Nous exprimons le taux de rotation et la biréfringence linéaire en fonction du vecteur $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ grâce aux équations IV.19 et IV.20 :

$$\tau(z_b) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left| \frac{\partial \vec{\beta}_{mo}(z_b)}{\partial z_b} \right|^2}{\left| \vec{\beta}_{mo}(z_b) \right|^2} - \frac{\left| \vec{\beta}_{mo}(z_b) \right|^2}{\alpha_H^2}} \quad \text{avec} \quad \beta_l = \frac{\left| \vec{\beta}_{mo}(z_b) \right|}{\alpha_H}$$

équation IV.26

Une procédure de mesure de τ se décompose alors en trois étapes :

- 3) Mesure de $R_{mo}(z_b)$ en fonction de z_b (Annexe IV.7).
- 4) Calcul du vecteur $\vec{\beta}_{mo}(z_b)$ à l'aide de **A IV.1** et calcul de sa dérivée.
- 5) A partir du module de $\vec{\beta}_{mo}$, on peut déterminer la biréfringence linéaire. A partir du module de $\frac{\partial \vec{\beta}_{mo}(z_b)}{\partial z_b}$ on peut déterminer le taux de rotation.

Dans la suite nous utilisons l'équation IV.26, en calculant $\vec{\beta}_{mo}$ et $\frac{\partial \vec{\beta}_{mo}}{\partial z_b}$ à partir de simulation de R_{mo} , pour une fibre dont la rotation des axes propres est sinusoïdale. Trois cas de figure sont envisagés : bobine de 1 mm et α_H connu, bobine de 1cm et α_H connu, enfin bobine de 1cm et α_H inconnu. Le premier correspond au domaine de validité de l'hypothèse d'une bobine infiniment fine et suppose que l'on connaît α_H , ou que l'on peut le mesurer. Le second et le troisième correspondent à la configuration de mesure Conflans³⁴.

3.5.3.3.1 Calcul du taux de rotation pour $h=1$ mm

Sur la figure IV.34, on a représenté le taux de rotation ayant servi à faire les simulations et le taux de rotation calculé à partir de la simulation en utilisant l'équation IV.26. Les cercles et les étoiles représentent respectivement le résultat de calcul de $\tau(z_b)^2$ lorsque (**A IV.4**) et l'équation IV.19 sont utilisées; la courbe pleine représente le taux de rotation exact. On note une bonne concordance des trois courbes.

³⁴ Le champ magnétique délivré par la bobine et sa longueur d'application ne sont connus qu'imparfaitement

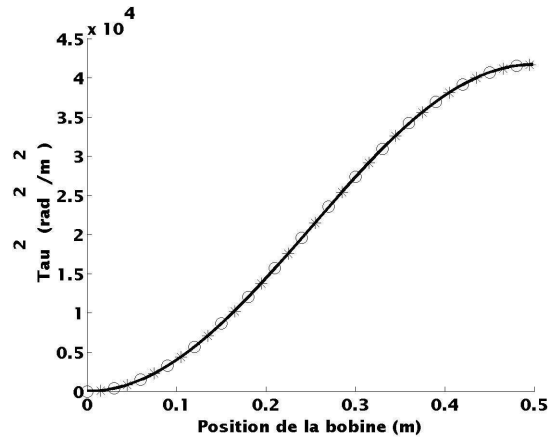


figure IV.34 : Calcul de τ^2 : la ligne représente le taux de rotation exact, les cercles et les étoiles correspondent respectivement à l'utilisation de l'expression exacte et à l'utilisation de l'expression simplifiée du vecteur $\vec{\beta}_{m0}$

3.5.3.3.1.2 Calcul du taux de rotation pour $h=1\text{cm}$

La figure IV.35 représente les résultats des simulations pour une bobine de 1 cm et pour le jeu de paramètres du § 3.5.31. Les courbes sont repérées de la même façon qu'au paragraphe précédent. Les résultats du calcul semblent plus précis lorsqu'on utilise l'équation IV.19 pour le calcul de $4\tau^2$. La différence entre l'expression analytique de $4\tau^2$ et les expressions calculées reste très faible malgré la non validité de l'hypothèse d'une bobine infiniment fine. A titre de comparaison, les calculs précédents ont été refaits en négligeant le terme β_1^4 dans l'équation IV.20 (expérimentalement parlant cela évite de mesurer l'angle de Faraday). Ces paramètres expérimentaux (bobine 1cm, angle Faraday inconnu) sont proches de ce que l'on pourrait faire avec la configuration actuelle du banc. Le résultat est représenté en logarithme sur la figure IV.36. On peut constater que les résultats sont bons sauf aux faibles vitesses de rotation de la fibre ($z < 10\text{ cm}$) ou le terme β^2 ne peut plus être négligé devant $4\tau^2(z_b)$.

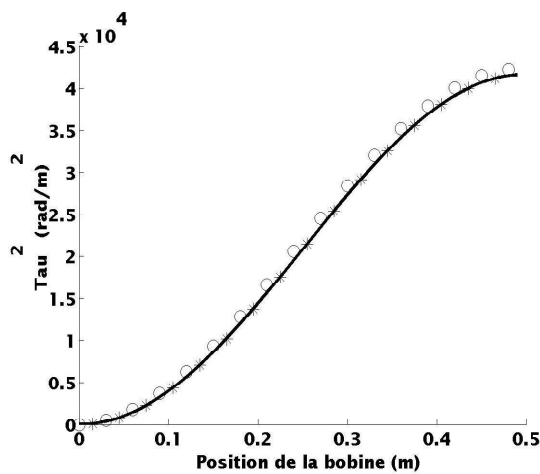


figure IV.35 : τ^2 pour $h=1\text{cm}$

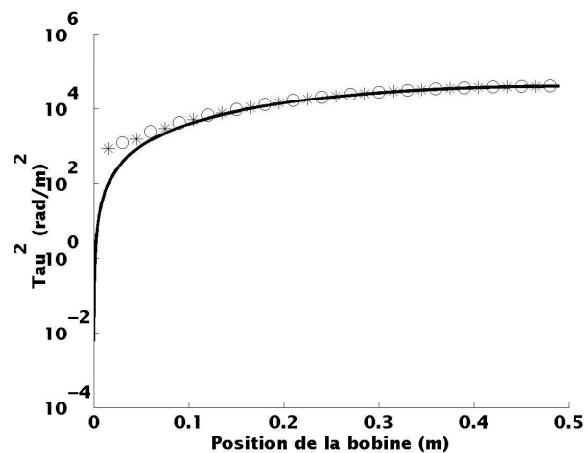


figure IV.36 : τ^2 pour $h=1\text{cm}$: β_1^4 négligé dans l'équation IV.20

3.5.3.3.2 Calcul approché du taux de rotation

Nous avons vu au paragraphe précédent que l'expression simplifiée de $\bar{\beta}_{mo}$ permettait de décrire correctement les pseudo-périodes observées sur la mesure de fibre avec vrillage sinusoïdale. Nous allons utiliser ce résultat pour déterminer la biréfringence et le taux de rotation à partir d'une mesure de $I(L, z_b)$ (configuration Conflans). La méthode est d'abord explicitée et validée théoriquement à partir d'une simulation de l'intensité magnéto-optique mesurée sur une fibre vrillée sinusoïdalement. La méthode est ensuite appliquée à une mesure réelle.

3.5.3.3.2.1 Validation numérique

Nous avons représenté sur la figure IV.37, une simulation de l'intensité mesurée en sortie de fibre lorsque les axes sont vrillés sinusoïdalement ($L_b = 10$ cm, $A_{max} = 100$ rad, $T = 2$ m). Cette simulation représente un cas typique de mesure sur une fibre de type spécial avec vrillage à chaud. La simulation est effectuée sur une longueur égale à une demi période de vrillage. Le taux de rotation est maximal pour $z_b = 50$ cm et minimal pour $z_b = 0$ et 1 m, il est représenté sur la figure IV.38 par la courbe pleine. On peut constater sur la figure IV.37 que l'intensité se comporte de façon "pseudo-périodique". En particulier, l'amplitude et la fréquence des oscillations varient de façon inversement proportionnelle au taux de rotation.

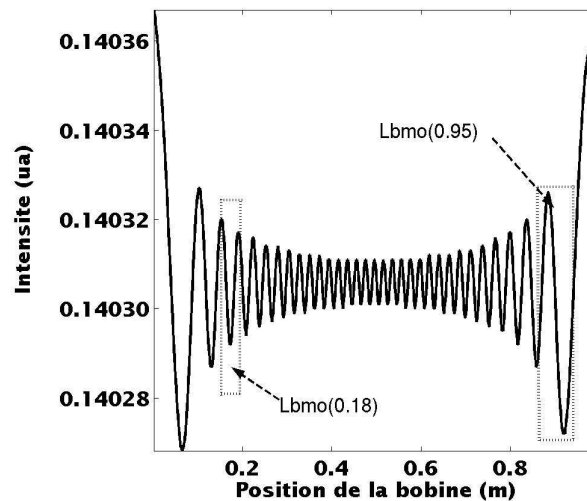


figure IV.37 : Intensité magnéto-optique pour un vrillage sinusoïdal ($A_{max} = 100$, $T = 2$, $L_b = 10$ cm)

La méthode de reconstruction du taux de rotation consiste à relier la valeur des pseudo-périodes au taux de rotation. Pour cela, on suppose que sur chaque pseudo-période du signal, le taux de rotation $\tau(z_b)$ varie peu. Cela revient à considérer la fibre comme une succession de tronçons uniformément vrillés. On utilise ensuite les résultats du § 3.5.2.1 sur chaque tronçon en supposant que la biréfringence circulaire est négligeable et que la biréfringence linéaire est constante. Sur chaque tronçon, on suppose donc que la rotation de la fibre est proche d'une rotation uniforme : d'après le § 3.5.2.1 cela consiste à dire que l'intensité évolue périodiquement avec une fréquence proportionnelle à

$|\bar{\beta}_t(z_b)| = \sqrt{\beta_l^2 + 4\tau(z_b)^2} = 2\pi / L_{bmo}(z_b)$. On exprime ensuite le taux de rotation sur chaque tronçon en fonction de la longueur de battement apparente L_{bmo} :

$$\tau(z_b) = \frac{\pi}{L_b} \sqrt{\left(\frac{L_b}{L_{bmo}(z_b)}\right)^2 - 1}$$

équation IV.27

Cette relation indique que tant que l'on peut distinguer un semblant d'évolution périodique autour du point z_b on peut mesurer le taux de rotation en ce point. La longueur de battement est donnée par la valeur des pseudo-périodes aux points où la rotation de la fibre est nulle ($z_b=0$ m et $z_b=1$ m). En mesurant la valeur des "pseudo périodes" en fonction de la position sur la simulation précédente (deux exemples sont donnés sur la figure pour $z_b=18$ cm et $z_b=95$ cm), et en appliquant l'équation IV.27, on obtient le taux de rotation aux points de mesure. Le résultat du calcul est représenté sur la figure ci dessous :

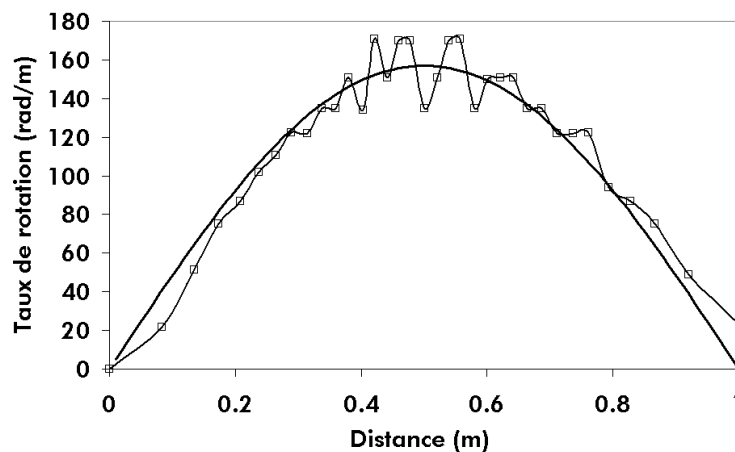


figure IV.38 : Taux de rotation exact (trait plein) et taux de rotation calculé avec l'équation IV.27 (carré).

On peut noter que le taux de rotation exact est en bon accord avec le taux de rotation calculé. Les hypothèses effectuées pour obtenir l'équation IV.27 sont donc valables pour les valeurs des paramètres β_l , A_{max} et T utilisées pour la simulation. De façon plus générale, cette méthode fonctionnera d'autant mieux que l'évolution de l'intensité s'écarte peu d'une évolution périodique (c'est à dire pour des valeurs pas trop élevées du rapport du taux de rotation par la biréfringence linéaire).

3.5.3.3.2 Détermination expérimentale du taux de rotation

La figure IV.39 représente un exemple de mesure sur une fibre de type spécial avec vrillage sinusoïdal des axes propres. On peut noter une bonne ressemblance avec la simulation de la figure IV.37.

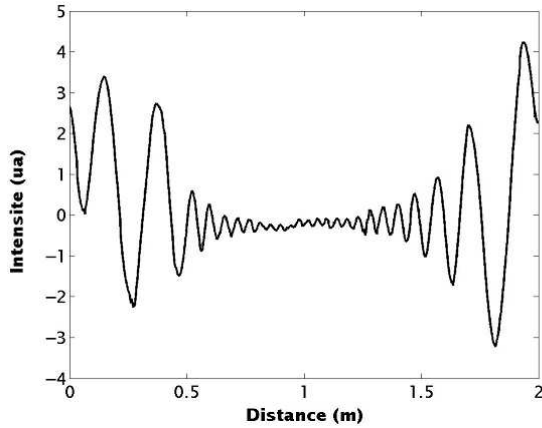


figure IV.39 : Intensité mesurée sur une fibre avec vrillage sinusoïdal des axes propres

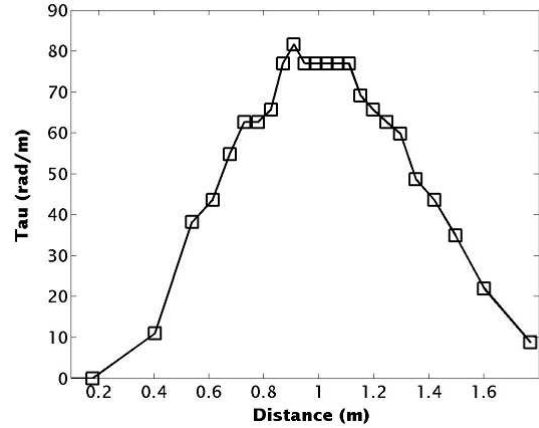


figure IV.40 : Taux de rotation mesuré sur une fibre avec vrillage sinusoïdal des axes propres

A l'aide de la *figure IV.39*, nous avons reproduit le schéma de calcul exposé au paragraphe précédent. La longueur de battement estimée autour de $z_b=0.25$ m et $z_b=2$ m est de l'ordre de 25 cm. Le résultat du calcul du taux de rotation en fonction de la position de la bobine est représenté sur la *figure IV.40*. Le vrillage des axes étant supposé sinusoïdal, la valeur maximum du taux de rotation, τ_{max} , est liée à l'amplitude maximale, A_{max} , par la relation suivante : $\tau_{max} = \frac{\pi A_{max}}{T}$, où T est la période de rotation de la fibre. Au vu de ces résultats, nous pouvons estimer la valeur de la période à environ 4 m, ce qui nous donne un A_{max} de 100 rad (16 tours). Les valeurs de L_b , A_{max} et T ainsi obtenues sont en bon accord avec les valeurs attendues sur des fibres de type spécial.

3.5.4 Application du formalisme aux fibres vrillées de façon quelconque

La façon dont l'intensité mesurée en sortie de fibre évolue est caractéristique de la fonction de rotation des axes propres de la fibre et de sa biréfringence. Dans la suite deux types de rotation sont étudiés :

- la première correspond à une rotation sinusoïdale conventionnelle
- la seconde correspond à une rotation triangulaire réellement appliquée à la fibre. Elle comporte de ce fait des régions où la fibre s'arrête de tourner (par opposition à une rotation triangulaire idéale ou la fibre ne s'arrête jamais de tourner). Nous désignons ce type de vrillage par triangulaire amorti dans la suite.

La *figure IV.41* représente les rotations sinusoïdales et triangulaires utilisées pour les simulations de l'intensité magnéto-optique. La période T et l'amplitude A_{max} ont été choisies de façon à ajuster les simulations avec les mesures. La rotation triangulaire se décompose en trois parties, une partie sinusoïdale de 0 à Z_1 , une partie linéaire de Z_1 à Z_2 et une partie sinusoïdale de Z_2 à T . La partie sinusoïdale correspond aux temps d'arrêt de la rotation. A l'aide de ces fonctions de rotation, nous obtenons les résultats de simulation de la *figure IV.42*.

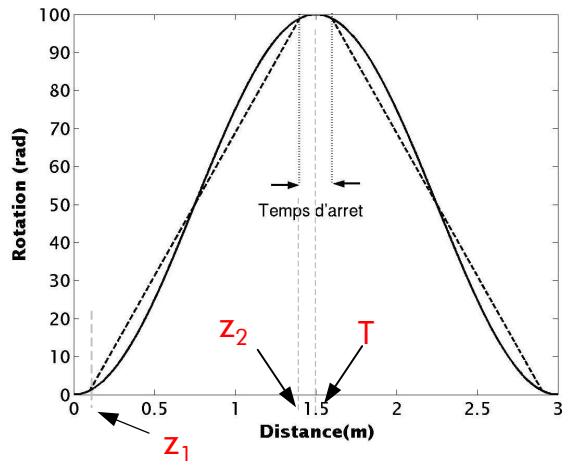


figure IV.41 : vrillage sinusoïdal (trait plein) et triangulaire (pointillé)

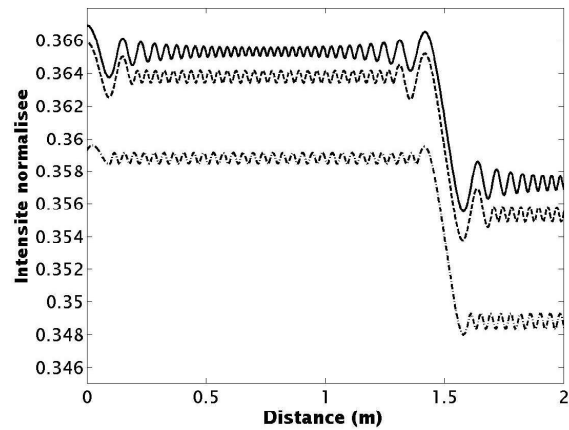


figure IV.42 : Intensité pour un vrillage sinusoïdal (trait pleins) et deux vrillage triangulaires amortis (pointillé et pointillé plus point) pour deux temps d'arrêt différents (40 cm et 20 cm respectivement)

On peut constater, sur cette dernière figure, que l'amplitude du signal diminue de façon continue avec la vitesse de rotation de la fibre lorsque le vrillage est sinusoïdal et de façon discontinue lorsque que le vrillage est triangulaire amorti. Sur une distance correspondant au temps d'arrêt l'évolution du signal est la même pour les deux types de vrillage. Pour une distance comprise entre Z_1 et Z_2 , la rotation de la fibre est linéaire pour le vrillage triangulaire amorti ce qui donne lieu à une évolution uniforme du signal mesuré. La courbe en pointillé plus point est très proche de celle que l'on obtiendrait à l'aide d'un vrillage triangulaire parfait. Le signal se décompose en une série d'évolutions uniformes entrecoupées de transitions brutales lorsque la fibre change de sens de rotation. Il est donc possible en théorie de distinguer un vrillage triangulaire réel d'un vrillage sinusoïdal par des mesures magnéto-optiques. La figure IV.43 représente deux mesures effectuées sur des fibres de type spéciales fibrées avec un vrillage sinusoïdal et un vrillage triangulaire amorti.

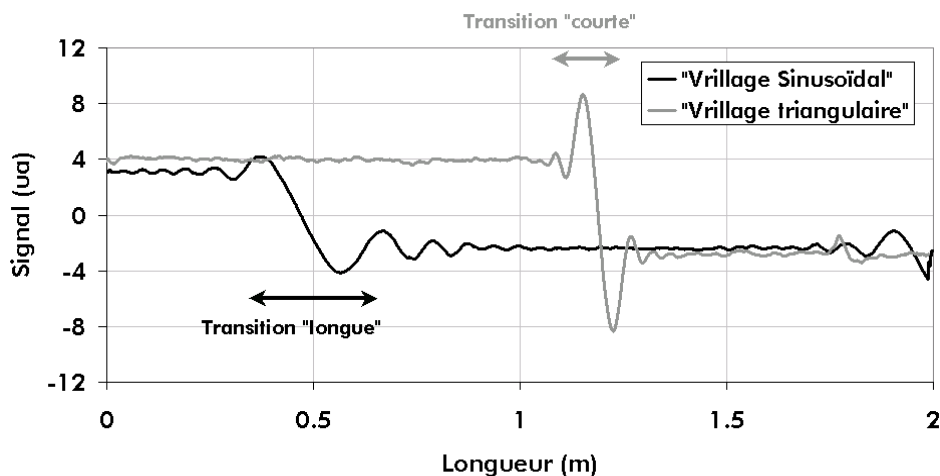


figure IV.43 : Mesure magnéto-optique sur deux essais de vrillage : vrillage traditionnel en noir ; vrillage carré en gris

On constate que l'on retrouve les conclusions tirées des simulations : L'évolution de l'amplitude du vrillage triangulaire est plus "brutale" que celle du vrillage sinusoïdal. Les pentes des transitions sont en

revanche différentes ce qui est la conséquence d'une biréfringence plus élevée. On rappelle l'expression de l'intensité mesurée en sortie de fibre lorsque l'approximation de la bobine infiniment fine est vérifiée : $I(L, z_b) = 0.5 \sin(\vec{S}(L), \vec{\rho}) \alpha_H (\vec{e}_3 \cdot R(L, z_b) \vec{e}_3)$. La dépendance vis à vis de la position de la bobine est contenue dans l'élément de matrice $R(L, z_b)_{33}$. Lorsque la fibre n'est pas twistée, il vaut $R(L, z_b)_{33} = \cos \beta_1(L - z_b)$. La rotation de la fibre étant périodique, la fibre s'arrête de tourner tous les $z=T$. A ces instants, on va utiliser l'expression de l'intensité pour une fibre non vrillée. L'expression de l'intensité fait intervenir le terme $0.5 \sin(\vec{S}(L), \vec{\rho}) \alpha_H$ qui n'est pas connu a priori. Ce terme est de plus multiplié par un coefficient lorsque la mesure est faite à l'aide d'une détection synchrone. Pour s'en affranchir, on combine l'intensité mesurée et sa dérivée par rapport à la position. A l'ordre 1 en α_H la dérivée de l'intensité est donnée par $2(\partial I / \partial z) = -\sin(\vec{S}(L), \vec{\rho}) \alpha_H \beta_1 \sin \beta_1(L - z_b)$. Le rapport de la dérivée de l'intensité et de l'intensité ne dépend donc que de la biréfringence : $(1/I)(\partial I / \partial z) = -\beta_1 \operatorname{tg} \beta_1(L - z_b)$. En calculant cette expression autour des zones de transitions, il devient aisé de déterminer la biréfringence. La figure IV.44 et la figure IV.45 représentent le calcul du rapport $(1/I)(\partial I / \partial z)$ appliqué aux mesures précédentes. On constate que la dépendance vis à vis de la position de la bobine a effectivement la forme d'une tangente et que la biréfringence de la fibre vrillée triangulairement semble plus importante.

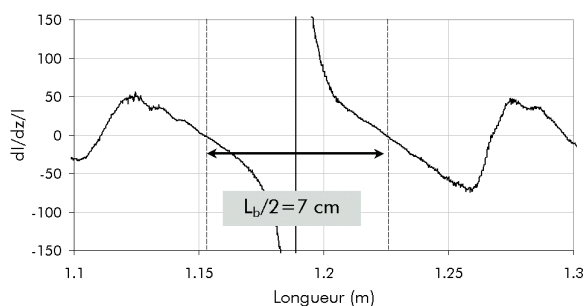


figure IV.44 : mesure de la longueur de battement sur la fibre avec vrillage triangulaire amorti

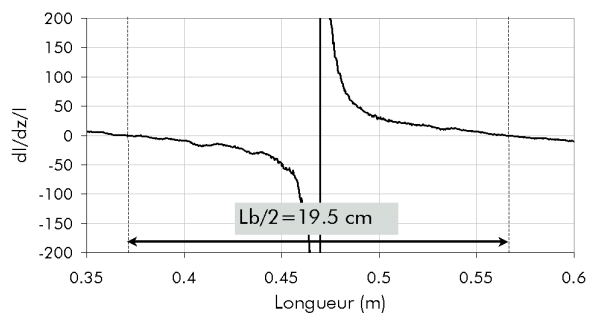


figure IV.45 : mesure de la longueur de battement sur la fibre avec vrillage sinusoïdal

3.6 Conclusion du paragraphe 3

Ce chapitre dédié à la mesure de la biréfringence sur des fibres à haute biréfringence s'articule autour de deux axes.

Le premier, théorique, a consisté à modéliser la mesure par effet magnéto-optique à l'aide du formalisme de Stokes. Nous nous sommes concentrés sur deux points :

- L'évolution de l'intensité mesurée en sortie du banc avec la position de la bobine
- L'évolution de l'état de polarisation de sortie avec la position de la bobine et la définition d'un vecteur biréfringence magnéto-optique.

Les expressions de l'intensité et du vecteur biréfringence magnéto-optique, obtenues en supposant que la bobine a une épaisseur très fine (1 mm), concordent avec les résultats obtenus numériquement. Les simulations montrent que lorsqu'on prend des valeurs de h plus grandes (1 cm) pour les mêmes jeux de paramètres, les résultats analytiques permettent de décrire correctement les variations de la fréquence du signal, mais ne permettent pas de décrire les variations de son amplitude. Deux méthodes de mesure des caractéristiques de biréfringence sur fibre avec vrillage des axes propres sont proposées :

- 1) La première est basée sur un traitement de $I(L, z_b)$ et suppose que la biréfringence linéaire est constante et que la biréfringence circulaire est négligeable. Elle a été validée qualitativement sur des fibres de type spécial.
- 2) La seconde est basée sur une mesure précise de $\bar{S}(L, z_b)$ et suppose que la biréfringence circulaire est négligeable. La mise en œuvre expérimentale est cependant lourde car elle nécessite une bobine très fine et un très bon rapport signal à bruit.

Le second, expérimental, a consisté à effectuer des mesures sur des fibres de type spécial, vrillées et non vrillées. Deux types de mesure ont été effectuées :

- 1) L'application de la méthode magnéto-optique aux fibres vrillées uniformément a permis de mesurer le coefficient de contrainte optique g sur quatre fibres fortement dopées en germanium [Chartier03]. Les résultats de mesure montrent que le dopage influe peu sur la valeur de g et confirment les tendances observées précédemment dans la littérature. L'expression analytique de la biréfringence effective associée à une fibre uniformément vrillée nous a permis de comprendre de façon plus approfondie les résultats de mesure obtenus par T. Chartier.
- 2) Nous avons ensuite pu mettre en place une méthode de mesure du vrillage basée sur le traitement de la périodicité de l'intensité de sortie. Les taux de rotation mesurés sont conformes avec ceux implémentés en pratique. Cette méthode permet d'identifier la forme de la rotation imprimée à la fibre. Nous avons, en particuliers, confirmé que le profil de rotation dit "triangulaire amorti" avait effectivement la forme triangulaire attendue. Enfin, nous avons pu mesurer la biréfringence sur des fibres vrillées dans des zones où la fibre s'arrête de tourner.

4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a été consacré à la caractérisation de la biréfringence et du couplage de mode.

Nous avons dans un premier temps caractérisé la biréfringence et le couplage de mode dans le régime longue distance à l'aide de techniques réflectométriques à haute et basse résolution. Ces techniques sont adaptées, de par leur résolution, aux fibres à faibles biréfringences (fibres SMF et NZDSF). La technique à haute résolution nous a permis de vérifier la bonne application du vrillage et nous a permis de mesurer la périodicité du vrillage. Cette mesure a pu être effectuée à partir de l'étude de l'évolution caractéristique de la polarisation dans une fibre vrillée périodiquement. La méthode à basse résolution nous a permis, de manière similaire à la mesure dans les fibres non vrillées, de différencier les fibres à hautes et à faibles PMD. La mesure repose sur l'évaluation chiffrée du degré de variation de l'amplitude de l'intensité rétro-diffusée et sur la mesure de la PMD obtenue avec une technique traditionnelle. L'association du degré de variation de l'intensité rétro-diffusée et de la valeur de PMD correspondante permet de définir une abaque reliant la valeur de la PMD à la mesure en POTDR. Une étude statistique a été effectuée à l'aide de cette méthode ce qui a permis d'obtenir des résultats satisfaisant dans 70 % des cas. Un travail plus approfondi sur le comportement des fibres périodiquement vrillées dans le régime longue distance reste à effectuer afin de comprendre l'échec de la mesure dans 30 % des cas.

Nous avons dans un second temps caractérisé la biréfringence et le couplage de mode dans le régime courte distance. Nous avons utilisé une méthode basée sur l'effet Faraday. Cette méthode consiste à moduler localement la biréfringence par application d'un champ magnétique et à mesurer simultanément la modulation de la polarisation de sortie qui en résulte. Elle offre une résolution de l'ordre de 4 cm et est, de ce fait, particulièrement adaptée à la mesure sur des fibres à hautes biréfringences. Nous avons dans un premier temps effectué un travail théorique afin de relier l'état de polarisation mesuré en sortie de fibre à la position d'application du champ magnétique. Nous avons appliqué le formalisme développé à trois types de fibres : fibres non vrillées, fibres vrillées uniformément et fibres vrillées périodiquement. Il ressort de cette étude que le taux de variation de la polarisation de sortie est intimement relié au taux de variation de la biréfringence au point d'application du champ magnétique. Ce travail théorique nous a permis de comprendre de façon plus approfondie les résultats de mesure obtenus par Thierry Chartier sur la mesure du coefficient de contrainte optique g . Nous avons pu ensuite mesurer la période et l'amplitude de rotation dans une fibre vrillée sinusoidalement en l'assimilant à une succession de tronçons de fibre uniformément vrillée. Les valeurs numériques que nous avons obtenues sont en bon accord avec celles qui sont utilisées en pratique. Nous avons pu différencier expérimentalement les fibres vrillées de façons sinusoidales des fibres vrillées de façons triangulaires, et en parallèle nous avons pu mesurer la biréfringence en nous intéressant aux régions où la fibre s'arrête de tourner. Enfin, nous avons proposé une méthode de mesure des caractéristiques de biréfringence basée sur l'utilisation d'une bobine de très faible longueur et sur la mesure exacte de la polarisation de sortie. Cette méthode permettrait de mesurer de façon beaucoup plus précise la biréfringence linéaire et la rotation des axes propres