

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

RÉVISION DU PROCESSUS DE FABRICATION DE COUPLEURS FUSIONNÉS À  
QUELQUES FIBRES

SIMON BOLDUC BEAUDOIN  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE PHYSIQUE)  
DÉCEMBRE 2018

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

RÉVISION DU PROCESSUS DE FABRICATION DE COUPLEURS FUSIONNÉS À  
QUELQUES FIBRES

présenté par : BOLDUC BEAUDOIN Simon

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. PETER Yves-Alain, D. Sc., président

M. GODBOUT Nicolas, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. LEBLOND Frédéric, Ph. D., membre

**DÉDICACE**

*À ma copine,  
Merci pour ton support et ton attention inconditionnels . . .*

## REMERCIEMENTS

Plus j'y réfléchis et plus la liste s'allonge. Je crois avoir bénéficié toute ma vie d'un environnement riche rempli de gens exceptionnels et je ne pourrai pas nommer tout le monde. Un grand merci à toute ma famille et mes amis de m'appuyer chacun à votre manière dans tout ce que j'entreprends.

Un merci tout particulier à Vi-Tching De Lille, Martin Poinset De Sivry et Xavier Attendu, pour tous les coups de main et les soirées de discussion passionnantes.

Un grand merci à Xavier Daxhelet et Stéphane Virally pour le support technique et aussi d'avoir pris le temps de répondre à mes questions.

Un grand merci aux professeurs Caroline Boudoux et Michel Meunier de m'avoir donné l'opportunité de m'impliquer en enseignement, c'est une expérience que je valorise grandement.

Merci à mes mentors du LFO, professeur Nicolas Godbout et Mikael Leduc, d'avoir partagé votre savoir-faire avec moi, d'avoir cru en mes idées et de m'aider encore aujourd'hui à les faire mûrir.

Infiniment merci à Lisanne de partager avec moi ton regard sur le monde, d'être engagée dans tout ce que nous entreprenons ensemble et pour toute l'aide que tu m'apportes chaque jour.

## RÉSUMÉ

Ce mémoire se concentre sur la théorie et les méthodes de fabrication relatives à la fabrication de coupleurs directionnels à plus de 2 fibres. Plus spécifiquement, on s'intéresse à faire la révision du design de coupleurs doublement asymétriques dans le but de fabriquer des hybrides optiques complètement fibrés. Ce coupleur est défini par sa symétrie transverse et sa symétrie longitudinale. Sa coupe transverse, qu'on appelle structure ABAB, possède deux symétries miroir, mais ne possède pas la symétrie de rotation par  $90^\circ$ . Sa coupe longitudinale est définie par le fait qu'elle ne possède pas de symétrie de réflexion, contrairement aux coupleurs fibrés habituels. Sa structure qu'on qualifie de doublement asymétrique lui confère des propriétés particulières qui en simplifient la fabrication. Le coupleur doublement asymétrique est un équipartiteur de puissance inconditionnel et une seule condition doit être remplie lors de la fabrication afin de garantir qu'il ait le comportement d'un hybride optique.

L'hybride optique doublement asymétrique possède une description mathématique simple et élégante. Elle nous permet de définir une métrique expérimentale, que nous appelons l'intégrant de l'hybride, permettant de déterminer sans ambiguïté le moment où la fabrication du composant doit être arrêtée. Elle nous permet aussi d'écrire sa dépendance en longueur d'onde de manière simple et compacte.

La difficulté principale associée à la fabrication d'un coupleur à 3 ou 4 fibres est d'arriver à fabriquer la préforme fusionnée qui précède l'étape d'étirage. Des essais de fabrication de structures à 3 fibres ont montré qu'une technique utilisant des blocs de fusion spécialisés permet d'obtenir un rendement en fabrication des préformes se situant entre 13 et 18%. Pour augmenter ce rendement en fabrication, il sera nécessaire de fabriquer des coupleurs plus courts, qui permettront à leur tour de fabriquer des préformes fusionnées plus courtes.

Dans cette optique, nous avons démontré que des dispositifs faisant intervenir des fibres à double gaine correctement paramétrées nous permettaient de réduire radicalement la taille de nos coupleurs fibrés. Des essais d'effilages de fibre simple ont montré expérimentalement qu'il était possible de réduire la taille d'un effilage adiabatique monomode d'un facteur 4, et ce, en gardant les pertes d'effilages en dessous de 0,06 dB sur l'ensemble de la plage  $\lambda \in \{630, 830\}$  nm. Des calculs numériques ont montré qu'il serait possible d'obtenir un dispositif 20 fois plus court que son équivalent standard. Des calculs numériques ont aussi montré que des effilages simples de fibre à double gaine pourraient être utilisés pour effectuer des transitions très courtes à quelques modes. Ceci pourrait être utilisé pour fabriquer un nouveau type de composant qu'on appelle Dé/multiplexeur de modes spatiaux.

Des démonstrations expérimentales d'effilages adiabatiques très courts pour des dispositifs à deux fibres symétriques et asymétriques ont également été faites. Les coupleurs symétriques à double gaine fabriqués sont 2,4 fois plus courts que leur équivalent fait à partir de fibres monomodes et présentent des pertes inférieures à 0,5 dB sur l'ensemble de la plage  $\lambda \in \{630, 830\}$  nm. Des coupleurs asymétriques à double gaine ont été faits et caractérisés sur la plage  $\lambda \in \{630, 1000\}$  nm. Ces coupleurs présentent une excellente spécificité modale, c'est-à-dire qu'ils permettent d'exciter spécifiquement les modes  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11+}$  de la structure effilée. Les impuretés modales associées à ces coupleurs ne sont pas mesurables à l'aide de nos méthodes actuelles, ce qui indique une spécificité modale parfaite. Les pertes des coupleurs asymétriques à double gaine sont inférieures à 0,6 dB sur toute la plage de longueur d'onde évaluée. Les coupleurs asymétriques à double gaine fabriqués sont 12,5 fois plus courts que les coupleurs asymétriques à simple gaine les plus courts qu'il nous était possible de fabriquer. Ceci nous permet par exemple de fabriquer des coupleurs dont la préforme fusionnée sera plus courte. Cela nous permet notamment aussi de fabriquer des demi-coupleurs (des coupleurs coupés) asymétriques rigides. Ces derniers pourront être utilisés comme lanterne photonique dans des systèmes d'imagerie par Tomographie par Cohérence Optique (OCT) à quelques modes spatiaux.

Des calculs numériques ont permis de montrer qu'il existe des fibres à double gaine qui facilitent la fabrication de coupleurs symétriques à 4 fibres et d'hybrides doublement asymétriques. Ceci devrait nous permettre de fabriquer des dispositifs symétriques à 4 fibres 2,9 fois plus courts que ceux faits à partir de SMF-28 et surtout, ceci devrait nous permettre de fabriquer des dispositifs dont la préforme fusionnée est de longueur inférieure à 3 mm. Les hybrides doublement asymétriques bénéficieront aussi d'un gain significatif en longueur et pourront être fabriqués à l'aide de préformes fusionnées et de longueur inférieure à 3 mm.

## ABSTRACT

This thesis focuses on the theory and manufacturing methods for the fabrication of directional fiber optic couplers with more than 2 fibers. More specifically, we are interested in reviewing the design of doubly asymmetrical couplers in order to manufacture optical hybrids made only from fiber optic. This coupler is defined by its transverse symmetry and its longitudinal symmetry. Its transverse section, called ABAB structure, has two mirror symmetries, but does not have rotation symmetry by  $90^\circ$ . Its longitudinal section is defined by the fact that it does not possess a symmetry of reflection, unlike other fiber couplers. Its so-called doubly asymmetrical structure gives it unique properties that simplify manufacturing. The doubly asymmetrical coupler is an unconditional power splitter and only one condition must be met during manufacture to ensure that it has the behavior of an optical hybrid.

Furthermore, the doubly asymmetrical optical hybrid has a simple and elegant mathematical description. It allows to define an experimental metric, which we call the integrant of the hybrid, that dictates when the tapering process must be stopped. Also, the doubly asymmetrical optical hybrid has a wavelength dependence that can be written simply and has the potential to be made achromatic.

The main difficulty associated with the manufacture of a coupler with 3 or 4 fibers is to manufacture the fused preform. Production yields ranging between 13 and 18 % have been achieved in essays intended to make 3 fibers fused preform. These essays have been conducted using precisely made fusion blocks. To increase manufacturing yields even more, it is necessary to reduce the length of the fused preform which can only be made by reducing the total length of the coupler.

We minimize the length of our directional couplers by modifying the index profile of the structure in order to reduce the coupling coefficient in between modes. This process is made by studying the adiabatic power criterion of the structure. We have demonstrated that by using properly parameterized double-clad fibers we were able to make radically shorter adiabatic components. This applies to single fiber taper and directional couplers. We have shown experimentally that single mode taper length can be reduced by a factor of 4, keeping the excess losses below 0.06 dB in  $\lambda \in \{630, 830\}$  nm. Numerical calculations have shown that it would reduce the length of a single mode transition for a single fiber taper up to a factor 20. Numerical calculations have also shown that multimode transition could also be made shorter by using double clad fiber. In this case the single fiber taper is made using a properly parametrized double clad fiber whose core contains many modes. This could be

used to make a new type of component called spatial mode De/multiplexer.

Experimental demonstrations of very short adiabatic transition have also been made with  $2 \times 2$  fused couplers. Double clad symmetric couplers 2.4 times shorter than their single clad equivalent were made with losses of less than 0.5 dB over  $\lambda \in \{630, 830\}$  nm. Very short double clad asymmetric couplers were also made and characterized in the range  $\lambda \in \{630, 1000\}$  nm. They show an excellent modal specificity which means that they allow to specifically excite the SLP<sub>01</sub> and SLP<sub>11+</sub> modes of the tapered structure. The modal impurities associated with these couplers were not measurable using our current methods, indicating perfect modal specificity. The losses of asymmetric double clad couplers can be less than 0.6 dB over  $\lambda \in \{630, 1000\}$  nm. Double clad asymmetric couplers are 12.5 times shorter than the shortest single clad asymmetric couplers we could make in our lab. This allows us to manufacture couplers with shorter fused preforms. When cut in half, double clad asymmetric couplers are rigid because of their very small length. This makes them great candidates to be used as modally specific photonics lanterns that could be integrated in bimodal imaging systems.

Numerical calculations have shown that double clad fibers could also be used to facilitate the fabrication of 4 fibers symmetrical and doubly asymmetrical couplers. Double clad fibers could allow us to manufacture 4 fibers symmetrical devices 2.9 times shorter than those made from SMF-28 and above all, they should allow us to reduce the length of their fused preform below 3 mm. Doubly asymmetric hybrids will also benefit from a significant gain in length and reduced fused preform length.



## TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE . . . . .	iii
REMERCIEMENTS . . . . .	iv
RÉSUMÉ . . . . .	v
ABSTRACT . . . . .	vii
TABLE DES MATIÈRES . . . . .	ix
LISTE DES TABLEAUX . . . . .	xii
LISTE DES FIGURES . . . . .	xiii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS . . . . .	xvi
LISTE DES ANNEXES . . . . .	xxi
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE . . . . .	1
1.1 Objectifs et applications . . . . .	2
1.1.1 Amélioration des performances en OCT . . . . .	3
1.1.2 Imagerie cohérente multimodale appliqué à l'OCT . . . . .	4
1.2 Plan du mémoire . . . . .	5
CHAPITRE 2 DESCRIPTION D'UN COUPLEUR $4 \times 4$ DOUBLEMENT ASYMÉ-	
TRIQUE . . . . .	7
2.1 Propagation des modes locaux . . . . .	7
2.1.1 Définition de la matrice de passage . . . . .	9
2.2 Comportement des supermodes . . . . .	9
2.2.1 Comportement lorsque l'ITR $\rightarrow 1$ . . . . .	10
2.2.2 ITR intermédiaire . . . . .	10
2.2.3 ITR $\ll 1$ . . . . .	11
2.3 Transformation adiabatique . . . . .	11
2.3.1 Critère d'adiabaticité . . . . .	16
2.4 Bris de symétrie longitudinale . . . . .	18
2.5 Conditions expérimentales pour être un hybride. . . . .	19

2.5.1	Vérification des propriétés d'équipartition . . . . .	20
2.5.2	Utilisation en mode détection homo/hétérodyne . . . . .	20
2.5.3	Conditions expérimentales pour l'hybride asymétrique . . . . .	22
CHAPITRE 3 MÉTHODE DE FABRICATION . . . . .		31
3.1	Protocole de fusion étirage à l'aide d'une flamme de propane . . . . .	31
3.1.1	Espace des paramètres de fabrication . . . . .	32
3.2	Processus de fusion . . . . .	35
3.2.1	Structure à plus de deux fibres. . . . .	37
3.2.2	Premier concept de fabrication . . . . .	37
3.2.3	Deuxième concept de fabrication . . . . .	43
3.2.4	Tests de fusion sur des structures à 3 fibres. . . . .	45
3.3	Procédés d'étirage . . . . .	47
3.3.1	Description d'un processus d'étirage symétrique. . . . .	47
CHAPITRE 4 SIMULATION ET VALIDATION EXPÉRIMENTALE . . . . .		52
4.1	Transitions adiabatiques dans des guides à géométrie cylindrique . . . . .	54
4.1.1	Optimisation du critère d'adiabaticité de fibres à coeur monomode à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	54
4.1.2	Preuve de principe dans le visible/proche infrarouge . . . . .	60
4.1.3	Transition à quelques modes . . . . .	66
4.2	Transition adiabatique pour coupleurs à deux fibres . . . . .	69
4.2.1	Coupleur symétrique . . . . .	71
4.2.2	Coupleurs asymétriques . . . . .	75
4.2.3	Asymétrie gaine simple-gaine double . . . . .	79
4.2.4	Asymétrie gaine double-gaine double . . . . .	81
4.2.5	Structure asymétrique à $N$ fibres . . . . .	83
4.2.6	Preuve de principe . . . . .	83
4.2.7	Simulation de structure à 4 fibres . . . . .	87
4.2.8	Transitions adiabatiques de structures symétriques à 4 fibres . . . . .	87
4.2.9	Transition adiabatique de structure ABAB à 4 fibres . . . . .	89
4.2.10	Conclusion intermédiaire . . . . .	90
CHAPITRE 5 CONCLUSION . . . . .		92
5.1	Synthèse des travaux . . . . .	92
5.1.1	Limitations et améliorations futures . . . . .	93

RÉFÉRENCES . . . . . 94

ANNEXES . . . . . 98

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Résumé des optimums obtenus par simulations de fibres à saut simple et double à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	60
Tableau 4.2	Paramètres des fibres A et B à $\lambda = 0,73 \mu\text{m}$ . . . . .	61
Tableau 4.3	Résumé des optimums obtenus par simulation de fibres à coeur bimodal à saut simple et double à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	68
Tableau 4.4	Résumé des conditions optimales trouvées pour les coupleurs symétriques $2 \times 2$ . . . . .	72
Tableau 4.5	Résumé des conditions optimales trouvées pour des coupleurs asymétriques. . . . .	82
Tableau 4.6	Résumé des simulations de coupleurs symétriques à 4 fibres. . . . .	89
Tableau 4.7	Résumé des simulations de structures ABAB faites de fibres à double gaine. . . . .	90
Tableau F.1	Score moyen pour chaque critère en vue à vol d'oiseau. . . . .	110
Tableau F.2	Essais de fusion sélectionnés. . . . .	112
Tableau H.1	Étude rétrospective de la reproductibilité des méthodes d'effilages de tubes alésés. . . . .	114
Tableau H.2	Calibration de la recette finale d'effilage de tubes alésées autour de $\text{ITR}_{\text{ID}} = 0,43$ . . . . .	115
Tableau K.1	Contamination modale du mode $\text{SLP}_{11+}$ . . . . .	119

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Hybride optique 90° . . . . .	1
Figure 2.1	Structure d'un coupleur doublement asymétrique. . . . .	7
Figure 2.2	Symétrie transverse d'un coupleur doublement asymétrique. . . . .	8
Figure 2.3	Comportement d'une structure doublement asymétrique. . . . .	12
Figure 2.4	Évolution des modes locaux le long de $z$ . . . . .	13
Figure 2.5	Courbes de critère d'adiabaticité pour la SMF-28 . . . . .	17
Figure 2.6	Bris de symétrie longitudinale. . . . .	18
Figure 2.7	Quadratures électriques obtenues en balayant la différence de phase entre $\alpha$ et $\beta$ . . . . .	24
Figure 2.8	Montage de mesure des quadratures électriques durant l'étirage. . . . .	25
Figure 2.9	Opérations nécessaires pour obtenir l'intégrant de l'hybride. . . . .	27
Figure 3.1	Montage de fusion étirage. . . . .	31
Figure 3.2	Représentation par segment d'un coupleur fusionné. . . . .	32
Figure 3.3	Coupe transverse d'un coupleur fabriqué à l'aide d'un tube Vycor. . . . .	37
Figure 3.4	Premier concept de fabrication. . . . .	38
Figure 3.5	Transformation non homothétique d'un tube simplement alésé. . . . .	39
Figure 3.6	Collapse à l'apex des balayages. . . . .	40
Figure 3.7	Effilage homothétique obtenu avec étirage synchrone. . . . .	40
Figure 3.8	Épissure par fusion de SMF-28 à l'intérieur d'un tube effilé. . . . .	41
Figure 3.9	Comparaison de l'étirage d'une épissure avec et sans tube. . . . .	42
Figure 3.10	Premier prototype de bloc spécialisé pour la fusion de structure à 4 fibres. . . . .	44
Figure 3.11	Photographie d'un bloc de fusion à 3 fibres. . . . .	45
Figure 3.12	Exemple de bonne structure symétrique à 3 fibres. . . . .	46
Figure 3.13	Paramètres d'un profil d'effilage. . . . .	48
Figure 4.1	Transition du mode fondamental d'une fibre à double gaine. . . . .	52
Figure 4.2	Introduction des métriques utilisées pour analyser les courbes de critères d'adiabaticité. . . . .	53
Figure 4.3	Influence du ratio gaine sur coeur sur le critère d'adiabaticité. . . . .	55
Figure 4.4	Modification de $\rho_c$ , le rayon d'une fibre à saut d'indice simple. . . . .	57
Figure 4.5	Critère d'adiabaticité de fibres à saut double. . . . .	58
Figure 4.6	Profil d'indice mesuré. . . . .	61

Figure 4.7	Comparaison du critère d'adiabaticité, $\lambda = 0,73 \mu\text{m}$ , pour les fibres A et B et leur équivalent à un saut. . . . .	61
Figure 4.8	Méthode d'effilage de fibres dans le visible proche infrarouge à l'aide d'un montage en I. . . . .	62
Figure 4.9	Démonstration de l'effilage adiabatique de la fibre A. . . . .	63
Figure 4.10	Démonstration de l'effilage adiabatique de la fibre B. . . . .	64
Figure 4.11	Modification de $\rho_c$ , le rayon d'une fibre à saut d'indice simple et coeur bimodal, et pour $V_1 \in \{2,5;3,2;3,8\}$ et $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	66
Figure 4.12	Optimisation du rayon et de la fréquence normalisée d'une fibre à deux couches à coeur bimodal. . . . .	67
Figure 4.13	Comportement attendu des indices effectifs pour des coupleurs $2 \times 2$ . . . . .	70
Figure 4.14	Modèle simple d'un coupleur $2 \times 2$ fusionné. . . . .	70
Figure 4.15	Profil d'indice d'un coupleur symétrique à double gaine. . . . .	71
Figure 4.16	Optimisation des paramètres de la première gaine pour un coupleur symétrique $2 \times 2$ fait de fibres à coeur monomode . . . . .	71
Figure 4.17	Coupleur symétrique $2 \times 2$ fait de fibres à double gaine. . . . .	73
Figure 4.18	Photographie d'un coupleur symétrique A-A. . . . .	74
Figure 4.19	Longueur totale d'un effilage adiabatique pour des coupleurs asymétriques d'effilage et asymétriques de coeur. . . . .	75
Figure 4.20	Structure des null coupleurs faits des fibres accutether et 1310M-HP. . . . .	77
Figure 4.21	Fabrication de null coupleurs à partir des paires de fibres SMF-28-Accutether et SMF-28-1310M-HP . . . . .	78
Figure 4.22	Règle de conception pour un coupleur asymétrique gaine simple-gaine double. . . . .	79
Figure 4.23	Longueur totale de coupleur asymétrique de type gaine simple-gaine double. . . . .	80
Figure 4.24	Règle de conception pour un coupleur asymétrique gaine double-gaine double. . . . .	81
Figure 4.25	Étude de l'adiabaticité d'un coupleur asymétrique fait de deux fibres à double gaine. . . . .	81
Figure 4.26	Proposition d'une structure asymétrique à $N$ fibres. . . . .	83
Figure 4.27	Critère d'adiabaticité d'un coupleur asymétrique fait des fibres A et B. . . . .	84
Figure 4.28	Comportement d'un null coupler A-B. . . . .	85
Figure 4.29	Modèle simple d'un coupleur $4 \times 4$ fusionné. . . . .	87
Figure 4.30	Critère d'adiabaticité de coupleurs symétriques à 4 fibres. . . . .	88
Figure 4.31	Critère d'adiabaticité d'un coupleur ABAB à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . . . . .	89

Figure 4.32	Dé/multiplexeur de modes spatiaux. . . . .	91
Figure B.1	Produit de la différence des signaux électriques. . . . .	103
Figure C.1	Comportement de la longueur de battement du paramètre $\Theta$ . . . . .	104
Figure E.1	Critère d'adiabaticité en faible transfert de puissance pour la famille de modes locaux $LP_{0n}$ . . . . .	108
Figure F.1	Score total d'appréciation de la structure au microscope. . . . .	109
Figure G.1	Test de fusion d'un dispositif à 4 fibres. . . . .	113
Figure H.1	ITR obtenus autour de 0.43 pour la recette finale d'effilage de tubes alésés. . . . .	115
Figure I.1	Transition adiabatique pour les 3 premiers modes susceptibles de coupler avec $LP_{01}$ pour les fibres A et B . . . . .	116
Figure J.1	Comportement des trois premières familles de modes pour des fibres à simple et double saut d'indice. . . . .	117
Figure K.1	Coupleur asymétrique fait de fibre à saut d'indice simple. . . . .	118
Figure K.2	Notation pour les entrées et sorties d'un coupleur $2 \times 2$ . . . . .	118
Figure L.1	Exemple de pseudo-croisements observés pour des asymétrie de coeur. . . . .	120
Figure L.2	Effet d'un pseudo-croisement sur le critère d'adiabaticité pour des asymétries de coeur. . . . .	121
Figure M.1	Déplacement du critère $SLP_{01-11+}$ . . . . .	122
Figure N.1	Critère d'adiabaticité d'un coupleur fait des fibres A et B en inventaire. . . . .	123

## LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

## Variables

$n$	Indice du matériaux
$n_{ieff}$	Indice effectif du mode $i$
$n_{ig}$	Indice de groupe associé à un mode
$k$	Nombre d'onde dans le vide en $\mu\text{m}^{-1}$
$\beta_i$	Constante de propagation axiale du mode $i$ /nombre d'onde axial/ fréquence spatiale axiale en $\mu\text{m}^{-1}$
$V$	Fréquence normalisée associée à une couche d'une fibre à saut d'indice
$\lambda$	longueur d'onde en $\mu\text{m}$
ITR	Inverse du taux de réduction du composant, $\in ]0, 1]$ . Il indique de combien la structure a été réduite.
$\alpha$	Taux d'étirement en mm/mm
$L_0$	Longueur initiale de la zone chaude en mm
$L$	Longueur actuelle de la zone chaude / zone de diamètre constant mm, est aussi utilisé pour désigner la longueur d'un composant.
$L_{Fu}$	Longueur sur laquelle la fusion est uniforme
$x$	Étirement total (par les deux moteurs) en mm
$f$	Degré de fusion
$C_{ij}$	Coefficient de couplage du mode $i$ vers le mode $j$
$\underline{C}_{ij}$	Coefficient de couplage normalisé du mode $i$ vers le mode $j$
$\rho_i$	Rayon de la couche $i$ d'une fibre à saut d'indice en $\mu\text{m}$
$A$	Vecteur dans la base des fibres individuelles
$a_i$	Amplitude du mode fondamental d'une fibre monomode
$U$	Vecteur dans la base des supermodes
$u_i$	Amplitude d'un supermode
$\mathbf{M}$	Matrice de propagation dans la base des fibres individuelles
$\mathbf{P}$	Matrice de passage
$V_i$	Vecteurs propres
$\lambda_i$	Valeurs propres (correspond souvent à la constante de propagation d'un supermode)
$ LP\rangle$	Mode de la base linéairement polarisé (géométrie cylindrique)
$ SLP\rangle$	Mode de superstructure linéairement polarisé



$L_c$	Longueur de couplage
$z_b$	Longueur de battement

## Abréviations

LFO	Laboratoire des Fibres Optiques
LP	Mode(s) linéairement polarisé(s)
SLP	Supermode(s) linéairement polarisé(s)
MFD	De l'anglais «Mode Field Diameter»
OSA	De l'anglais «Optical Spectrum Analyzer»
WDM	De l'anglais «Wavelength Division Multiplexing»
WIC	De l'anglais «Wavelength Independent Coupler»
OD	De l'anglais «Outer Diameter»
OCT	De l'anglais «Optical Coherence Tomography»
FdOCT	De l'anglais «Fourier domaine Optical Coherence Tomography»
BRAD OCT	De l'anglais «BRight And Dark field Optical Coherence Tomography»
dfOCM	De l'anglais «dark field Optical Coherent Microscopy»
CNC	De l'anglais «Computer Numerical Control»
SOI	De l'anglais «Silicon-on-Insulator»
QPSK	De l'anglais «Quadrature Phase Shift Keying»

## Types de coupleurs

Coupleur WDM	Le coupleur «Wavelength Division Multiplexing» est un coupleur qui permet de dé/multiplexer des signaux selon leur plage de longueur d'onde.
Null coupler	Le «null coupler» est un coupleur asymétrique dont la caractéristique principale est de ne présenter aucun couplage sur une large bande de longueur d'onde (Entrée 1 → Sortie 1 et Entrée 2 → Sortie 2). Un null coupler sans pertes est indicateur d'un composant adiabatique.
Coupleur WIC	Le coupleur «Wavelength Independent Coupler» est un coupleur qui possède un ratio de séparation en puissance indépendant de la longueur d'onde, et ce, sur une large plage de longueur d'onde.
Lanterne photonique	De l'anglais «Photonic lantern», [1], sont des dispositifs réciproques permettant la transformation d'un guide multimode en un ensemble de guides monomodes.

Lanterne photonique spécifique modalement	Est une lanterne photonique dont la structure est complètement asymétrique et pour laquelle on a une correspondance directe entre le mode d'une fibre individuelle et un mode de la partie multimodale.
Coupleur de type hybride optique	Les coupleurs de type hybride optique sont des coupleurs à plus de deux fibres. Ils sont équipartiteurs de puissance et permettent de retrouver sans ambiguïté la phase relative de deux signaux d'entrée. Ces caractéristiques peuvent être atteintes à une seule longueur d'onde ou sur une large bande.

## Terminologie

Pertes en excès	Les pertes en excès, données en dB, sont les pertes totales associées à l'ajout d'un dispositif dans un montage optique. Dans ce mémoire, les pertes en excès associées à un coupleur directionnel comprennent les pertes dues aux épissures, au processus de fusion et au processus d'effilage. Elles sont mesurées en prenant la somme en puissance des sorties. Ces puissances sont toujours mesurées en référence à une fibre individuelle.
Pertes de fusion	Ce sont les pertes supplémentaires, données en dB, liées au processus de fusion uniquement. Elles sont mesurées immédiatement après l'étape de fusion et n'incluent pas les pertes liées aux épissures.
Pertes d'effilage	Ce sont les pertes supplémentaires, données en dB, liées au processus d'étirage uniquement. Elles sont mesurées immédiatement après l'étape d'étirage et n'incluent pas les pertes liées aux épissures et à la fusion.
Préforme fusionnée	Désigne la structure de verre après l'étape de fusion et avant l'étirage.
Modes et Supermodes	Un mode est une solution discrète de l'équation des modes scalaires. On utilise souvent le terme supermode pour faire la distinction entre les modes des fibres individuels associés à la résolution de l'équation des modes scalaires en ne tenant compte que d'une seule fibre et les modes associés à la résolution d'une structure fait de plusieurs fibre qu'on appel parfois superstructure.

Couplage par battement	On distingue le terme «couplage par battement» du terme «couplage» seul. Le couplage par battement est un couplage observé entre les modes des fibres individuelles qui ne nécessite pas de couplage entre les supermodes. Ce type de couplage se produit lorsque deux supermodes ne se propagent pas avec la même vitesse de phase. Ils accumulent donc un déphasage ce qui modifie la combinaison linéaire de modes de fibres individuelles correspondante en sortie. Le terme «couplage» seul réfère habituellement à un couplage entre supermodes. Ce couplage provient de la déformation du guide.
Épissure	On obtient une épissure lorsque deux fibres clivées se font face et que de la lumière est transférée d'une à l'autre. On distingue épissure mécanique : les fibres se font face et sont séparées par un gap d'air ; et épissure par fusion : les fibres forment une structure monolithique.
Alésage	Usinage d'une cavité cylindrique dans une pièce.
Coefficient de couplage normalisé	Partie du coefficient de couplage indépendante de la pente.
Pente normalisé	Correspond à la variation du rayon de la structure de verre divisé par son rayon.
Critère d'adiabaticité en puissance	Pour une préforme fusionnée fixe, le critère d'adiabaticité en puissance donne la pente normalisée telle que 10% de la puissance est transférée d'un mode à un autre après une demie longueur de battement.
Processus adiabatique	Transformation lente de la structure de verre telle que le couplage entre 2 modes déterminés soit négligeable.
Processus diabatique	Transformation rapide de la structure de verre telle que la forme du champ scalaire ne change pas durant la transformation.
Collapse	Effondrement d'une structure de verre creuse. Est associé à une transformation non homothétique.
Clive	Définit l'extrémité d'une fibre après avoir été rayée à l'aide d'une lame de diamant, puis cassée de sorte à obtenir une extrémité lisse et droite.

### Notation des modes linéairement polarisés

En approximation de guidage faible, la partie longitudinale des modes est quasi nulle :

$$e_z \& h_z \approx 0$$

On peut alors simplifier les équations d'onde vectorielles pour obtenir l'équation des modes scalaires :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 n(x, y)^2 \right) \psi(x, y) = \beta^2 \psi(x, y)$$

Les solutions de cette équation pour un potentiel  $k^2 n^2(x, y)$  à géométrie cylindrique sont appelées modes Linéairement Polarisés (LP) et sont notés  $LP_{lm}$ . L'index  $l$  est le nombre azimutal, il détermine l'ordre des fonctions de Bessel ( $J_l, Y_l, K_l, I_l$ ) ainsi que le nombre de zéros azimutaux. Pour  $l > 0$ , il existe 4 modes de mêmes index  $l, m$ . L'index  $m$  désigne le numéro de la racine de l'équation aux valeurs propres et donne le nombre de zéros radiaux ( $m - 1$ ). Les solutions de cette équation sont toujours dégénérées en polarisation. Les modes  $LP_{lm}$  sont aussi dégénérés pour leur portion azimutale qui sont de la forme  $\sin l\phi$  et  $\cos l\phi$ . Nous adoptons la notation  $LP_{lm+}$  et  $LP_{lm\times}$  pour distinguer ces modes lorsque nécessaire. La famille des modes «+» possède toujours un zéro sur l'axe des ordonnées et la famille des modes «×» n'en possède pas.

On distingue les Supermodes Linéairement Polarisés (SLP) par le fait qu'ils sont solutions de l'équation scalaire pour tout potentiel  $k^2 n^2(x, y)$ . Ils sont notés  $SLP_{lm}$  par analogie avec les modes LP. Dans le contexte des fibres optiques, les modes SLP correspondent aux modes LP lorsque le composant est suffisamment étiré pour que les modes soient uniquement guidés par la gaine de verre (et que l'influence des coeurs soit négligeable). On détermine les indices  $lm$  pour les modes  $SLP_{lm}$  dans le contexte de cette limite.

## LISTE DES ANNEXES

Annexe A	Calcul $4 \times 4$ symétrique . . . . .	98
Annexe B	Information supplémentaire sur le montage de caractérisation des quadratures électriques . . . . .	103
Annexe C	Longueur de battement associée au coefficient de couplage diagonal d'une fibre symétrique . . . . .	104
Annexe D	Définition du critère d'adiabaticité en faible transfert de puissance . .	105
Annexe E	Figure supplémentaire tirée de [2] . . . . .	108
Annexe F	Détails supplémentaires sur la mise au point d'un protocole de fusion à 3 fibres . . . . .	109
Annexe G	Résultats préliminaires sur les préformes à 4 fibres . . . . .	113
Annexe H	Détails supplémentaires sur l'effilage de tubes alésés. . . . .	114
Annexe I	Figures supplémentaires : démonstration que les fibres A et B agissent comme filtre modal . . . . .	116
Annexe J	Information supplémentaire sur les transitions multimodales dans des fibres à géométrie cylindrique. . . . .	117
Annexe K	Information supplémentaire sur l'effilage des coupleurs asymétriques accutheter et 1310M-HP . . . . .	118
Annexe L	Information supplémentaire sur les pseudo-croisements . . . . .	120
Annexe M	Information supplémentaire : coupleurs asymétriques faits d'une fibre à saut simple et d'une fibre à saut double . . . . .	122
Annexe N	Critère d'adiabaticité pour une structure ABAB à $\lambda = 730$ nm . . . .	123

## CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE

Les coupleurs directionnels fibrés, en anglais «fused fiber optic couplers» ou encore «directional couplers», sont des composants passifs généralement connus pour leur capacité à séparer/combiner des signaux. Leurs applications les plus connues sont le dé/multiplexage en longueur d'onde, la séparation sélective en polarisation et la séparation indépendante en longueur d'onde. Ils sont aussi couramment utilisés pour fabriquer des interféromètres fibrés comme des interféromètres de Sagnac, de Mach-Zehnder ou Michelson.

Les coupleurs directionnels fibrés sont faits à partir de fibres optiques parallèles qu'on étire afin d'induire du couplage entre les modes s'y propageant. En ce sens, ce sont eux-mêmes des interféromètres. Ils présentent toutefois la propriété d'être faits d'une seule pièce monolithique en verre, ce qui les rend impossibles à «désaligner» contrairement à leur équivalent en optique de table. Lorsqu'utilisés avec l'équipement approprié, ils peuvent être intégrés de manière permanente à un système optique en quelques minutes et ce avec des pertes de signal minimales.

Au même titre qu'une lentille ou un réseau de Bragg, il faut les voir comme des composants spécialisés dont l'utilité devient évidente lorsqu'ils sont intégrés dans des systèmes d'optiques complexes.

Le terme coupleur directionnel est hérité du domaine de l'électronique radio-fréquence et désigne un composant passif à plusieurs entrées et plusieurs sorties dont le couplage se fait de manière directionnelle, c'est-à-dire des entrées vers les sorties (sans retour de signal). Les coupleurs mentionnés dans ce mémoire sont tous directionnels.

Le terme hybride est lui aussi hérité du domaine des radio-fréquences, et désigne un composant spécialisé servant à réaliser des systèmes de détections homodynes et hétéro-dynes, [3]. Lorsqu'on insère un signal,  $S$ , et un oscillateur local,  $O$ , à l'entrée de l'hybride, ceux-ci ressortent en quadrature de phase aux quatre sorties, c'est-à-dire que les signaux de sortie peuvent être représentés comme la somme de  $S$  et  $O$  pour laquelle on déphase  $O$  d'un facteur  $n\frac{\pi}{2}$ , où  $n \in \{0, 1, 2, 3\}$ .

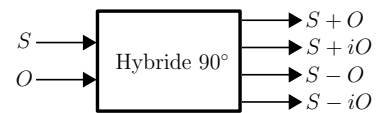


Figure 1.1 Hybride optique 90°.  $S$  : Signal d'intérêt.  $O$  : Oscillateur local.

À l'aide de 4 photodiodes formant un système de détection balancé, on peut récupérer les amplitudes de  $S$  et  $O$  ainsi que leur phase relative,  $\phi$ . La mesure de phase faite à l'aide d'un hybride optique permet de mesurer  $\phi$  sans ambiguïté, par opposition à des systèmes

d'interférométrie comme le Mach-Zehnder, qui ne permettent que d'obtenir la partie réel de  $e^{i\phi}$ , [4].

Des hybrides optiques de type Silicon-On-Insulator (SOI) sont aujourd'hui couramment utilisés pour décoder des signaux encodés en Quadrature Phase Shift Keying (QPSK), [4–7]. Ceux-ci peuvent présenter des pertes intrinsèques basses,  $<0,5$  dB, et sont utilisés journalièrement dans les réseaux de télécommunication fibrés.

## 1.1 Objectifs et applications

Le premier hybride optique fait complètement de fibre optique a été réalisé par notre prédécesseur au Laboratoire des Fibres Optiques (LFO) [8]. Son travail a servi entre autre à faire une preuve de principe, à savoir qu'il était possible de fabriquer des hybrides optiques, à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , à 3 et 4 fibres. En guise de référence, le meilleur hybride à 4 fibres obtenu possédait des pertes  $<0,5$  dB sur une plage de 100 nm et une erreur sur la mesure de la phase inférieure à  $10^\circ$  sur une plage de 22 nm.

La méthode de fabrication utilisée pour faire cette preuve de principe mène toutefois à des taux de réussite en fabrication excessivement bas (inférieur à 1/100). Le travail de nos prédécesseurs [8–10] permet de démontrer qu'il est possible de réaliser des hybrides optiques à 3 et 4 fibres, mais une révision majeure du procédé de fabrication de ces dispositifs est nécessaire pour pouvoir envisager une production sur une base régulière.

L'obstacle principal nous empêchant de fabriquer sur une base régulière des composants à plus de deux fibres est notre incapacité à fabriquer des préformes fusionnées de qualité. La préforme fusionnée correspond à la structure de verre obtenue après la fusion des fibres individuelles. La préforme est ensuite étirée pour obtenir le coupleur final.

L'objectif principal de ce mémoire est d'améliorer le rendement en fabrication de dispositifs à plus de deux fibres, et plus spécifiquement d'améliorer le rendement en fabrication d'hybrides optiques faits complètement de fibre optique. Pour ce faire, trois facettes de la problématique ont été développées en parallèle, voir 1.2. Chacune de ces facettes correspond à un chapitre formant le corps principal de ce mémoire.

Ce mémoire se concentre principalement sur les propriétés et les méthodes de fabrications d'un hybride doublement asymétrique. Ce dernier peut être utilisé en télécommunication pour faire de l'encodage en QPSK, pour faire de la tomographie d'état quantique ou de la distribution de clés quantiques utilisant des qudits, [11].

Dans une moindre mesure on s'intéresse aussi à la fabrication de «null coupler» et de lanternes photoniques spécifiques modalement très courtes (voir chapitre 4). Ces composants peuvent

être utiles en télécommunication à quelques modes [12] ou comme nous en discuterons ils ont aussi des applications potentiels en imagerie cohérente.

Ces composants ont de multiples applications. Si dessous, on se concentre sur leur impacte potentiel en imagerie OCT.

### 1.1.1 Amélioration des performances en OCT

L'OCT est une technique d'imagerie non destructive permettant d'imager en profondeur (quelques millimètres) des tissus biologiques et ce avec une résolution axiale entre 1 et 15  $\mu\text{m}$  [13]. Notamment, on peut l'utiliser pour obtenir une image volumétrique de la rétine en utilisant l'oeil comme fenêtre d'accès vers la rétine, ou encore à l'aide d'endoscope fibré on peut imager la paroi d'organes creux comme les intestins ou encore les trompes de Fallope [14,15]. Ces systèmes sont souvent faits d'un circuit d'optique fibré et lorsque c'est le cas, ils bénéficieront de technologie de coupleur directionnel indépendant en polarisation.

Pour ces applications, il est essentiel d'avoir une grande vitesse d'acquisition afin d'éliminer le floutage produit par le mouvement des tissus biologiques. Une grande résolution axiale ( $\sim \mu\text{m}$ ) permet d'obtenir des diagnostic plus fiables et facilite l'évaluation de traitement des tissus.

Les systèmes OCT rapides et de haute résolution sont de type Tomographie par Cohérence Optique dans le domaine de Fourier (FdOCT) et nécessite des sources large bande. Conséquentement, ils sont très sensibles à la dispersion chromatique qui peut être compensée partiellement en s'assurant que le bras de référence et le bras échantillon soient symétrique (mêmes matériaux et mêmes parcours optiques). Toutefois, la dispersion provenant de l'échantillon biologique changera pour chaque échantillon et doit être compensée numériquement.

Comme nous en discuterons au chapitre 2 un hybride optique permet d'obtenir directement la phase relative,  $\phi$ , entre les signaux  $S$  et  $O$  et ce sans ambiguïté. On utilise le terme «sans ambiguïté» pour faire la distinction entre la mesure de phase obtenue avec un interféromètre de Mach-Zehnder, qui ne permet d'obtenir  $\mathcal{R}e\{e^{i\phi}\}$  ce qui revient à dire qu'on connaît la phase à un signe près. Un hybride optique permet d'obtenir une description complète du signal (amplitude et phase) et de mesurer la phase sans cette ambiguïté sur le signe. Les systèmes OCT standards utilisent un interféromètre de Mach-Zehnder. Conséquentement ils présentent un artéfact de repliement axial de l'image et nécessite de reconstruire la représentation complexe signal pour ensuite compenser la dispersion [16]. En fournissant directement la représentation complète du signal un hybride optique offre la possibilité d'accélérer le processus de compensation de la dispersion et de concevoir de nouveaux algorithmes de compensation de



la dispersion s'appliquant uniquement sur la phase.

L'hybride optique fibré que nous cherchons à fabriquer est aussi fait d'une seule pièce (monolithique) ce qui offre l'avantage de réduire la complexité et les coûts associés au circuit optique de l'appareil d'imagerie. Aussi, sa composition monolithique rend la mesure de phase moins sensible aux petites fluctuations en température locale ce qui augmentera la qualité des corrections numériques sur la dispersion.

En supplément, l'utilisation de composants entièrement fibrés réduit également les pertes qui se produisent aux interfaces entre les composants, ce qui lui donne un avantage supplémentaire en comparaison aux technologies SOI. En passant d'un composant fibré à un autre, la forme des modes est inchangée, les pertes sont théoriquement nulles et ne proviennent que des imperfections du processus d'épissure par fusion. Un hybride optique fibré pourrait donc aussi contribuer à améliorer le ratio signal sur bruit pour des applications comme l'OCT où il est critique de réduire au maximum les pertes pour augmenter la qualité des images obtenues.

### 1.1.2 Imagerie cohérente multimodale appliqué à l'OCT

Le contraste obtenu sur une image OCT provient de multiples sauts d'indice présents dans un tissu biologique. Ces transitions créent des réflexions qu'on fait ensuite interférer avec un oscillateur local pour en retirer l'information sur leur position. Il est toutefois intéressant d'aller chercher d'autres sources de contraste pour compléter l'information obtenue avec un OCT standard. Certains constituants biologiques diffusants sont par exemple invisibles en imagerie standard (champ clair), mais possèdent beaucoup de contraste lorsqu'on collecte le signal rétro-diffusé à grand angle (champ sombre). La technique combinant l'imagerie en champ sombre et l'imagerie cohérente s'appelle «Microscopie cohérente en champ sombre (dfOCM)», [17], et est compatible avec l'imagerie OCT.

Il a récemment été démontré, [18], qu'il est possible de combiner simultanément l'imagerie en champ clair et en champ sombre dans un système OCT à l'aide d'une fibre à quelques modes. En collectant via le mode fondamentale de la fibre on obtient une image en champ clair (standard). Collecter via les modes d'ordre supérieurs nous fournit une image en champ sombre du tissu. La technique porte le nom «d'OCT en Champ clair et champ sombre (BRAD)». Les systèmes de BRAD OCT existants possèdent des pertes de signal significatives inhérentes à leur design et sont inutilement complexes. De nouveaux designs de BRAD OCT devront être créés afin d'améliorer la qualité des images obtenues, d'en réduire le coût et d'en augmenter la fiabilité.

Ces faiblesses associées aux techniques de BRAD OCT proviennent du fait que le circuit optique n'en que partiellement fibré. Des lanternes photonique spécifique modalement, comme celles obtenues au chapitre 4, s'intégrerait naturellement à ces systèmes et permettrait d'avoir un système de détection entièrement fibré. Les images obtenues avec ces systèmes serait de bien meilleur qualité (meilleur contraste interférométrique), le système totale serait plus robuste (moins de désalignement possible) et serait à la fois compatible avec les OCT temporelle et spectral (à source balayante et à spectromètre). L'utilisation de lanterne photonique spécifique à plus de deux modes promet aussi d'obtenir du contraste sur de la dispersion à grand angle et possiblement aussi de la dispersion directionnelle et ce en combinaisons avec l'information spatiale associée à l'OCT.

## 1.2 Plan du mémoire

Chacun des chapitres comporte sa part de théorie qui est introduite au fur et à mesure du texte.

- Premièrement, le chapitre 2 est une étude exhaustive des propriétés d'un hybride qualifié de doublement asymétrique.

Cette configuration a été proposée par [9] et possède les deux qualités essentielles suivantes. Premièrement, elle permet d'obtenir une équipartition en puissance, c'est-à-dire qu'un signal par  $E_i$  ressort aux sorties  $S_1$  à  $S_4$ , et ce, avec des amplitudes égales. De plus, contrairement à un hybride symétrique (c.-à-d. un hybride fait de 4 fibres identiques), l'équipartition nécessite très peu de conditions expérimentales pour être réalisée. Deuxièmement, la structure doublement asymétrique permet de réduire, de deux à une seule, le nombre de conditions qui doivent être remplies expérimentalement pour que l'hybride présente ses propriétés de mesure en phase.

Le chapitre 2 décrit également des améliorations pouvant être apportées au montage de fusion étirage présentement utilisé. Ces améliorations tirent avantage des propriétés des hybrides doublement asymétriques pour obtenir des métriques expérimentales simples qui garantissent la fonctionnalité de l'hybride.

Finalement, au chapitre 2, on démontre également l'existence de métriques simples permettant d'évaluer l'achromaticité d'un hybride doublement asymétrique.

- Deuxièmement, le chapitre 3 se concentre sur nos méthodes de fabrication de préforme fusionnée. On y propose deux nouvelles approches de fabrication de préforme fusionnée. La première fait intervenir des tubes de verre alésés dont on travaille la forme avant d'y insérer les fibres. L'utilisation de tubes alésés est justifiée entre autres par le besoin d'obtenir une méthode qui permette d'effectuer des épissures en centre

du dispositif. Cette première méthode est toutefois abandonnée au profit d'une seconde méthode ne faisant pas intervenir de tubes de verre comme support externe. Pour fabriquer des préformes fusionnées à l'aide de la seconde méthode, on privilégie l'utilisation de blocs de fusion spécialisés et de fusions très courtes. Des résultats préliminaires encourageants sont présentés. Cette seconde méthode nécessite toutefois que les coupleurs fabriqués soient le plus courts possible afin que la préforme fusionnée puisse elle aussi être très courte.

- Troisièmement, le chapitre 4 se concentre sur la conception de coupleurs très courts. On y fait la démonstration que des fibres à double gaine peuvent être utilisées pour faciliter la fabrication de structures adiabatiques. Ce principe fonctionne à son meilleur avec des dispositifs monomodes et multimodes ayant une géométrie cylindrique. Les fibres à double gaine permettent aussi de réduire la taille de dispositifs à 2 et 4 fibres. Des preuves de principes expérimentales ont été faites sur des dispositifs à 1 et 2 fibres. Ces résultats nous permettent d'affirmer qu'il sera possible de fabriquer des coupleurs dont la préforme fusionnée sera très courte. Ceci devrait nous permettre d'utiliser la seconde méthode de fabrication présentée au chapitre 3, ce qui en retour devrait nous permettre de fabriquer des coupleurs à plus de deux fibres sur une base journalière.

## CHAPITRE 2 DESCRIPTION D'UN COUPLEUR $4 \times 4$ DOUBLEMENT ASYMÉTRIQUE

Ce chapitre fait la description détaillée des propriétés d'un coupleur doublement asymétrique, voir figure 2.1. La coupe transverse d'un coupleur doublement asymétrique est faite de deux fibres de profils distincts, que nous appellerons fibres A et B. Ce coupleur possède également un bris de symétrie longitudinale, c'est-à-dire qu'en son centre, les fibres A sont échangées pour les fibres B et vice versa.

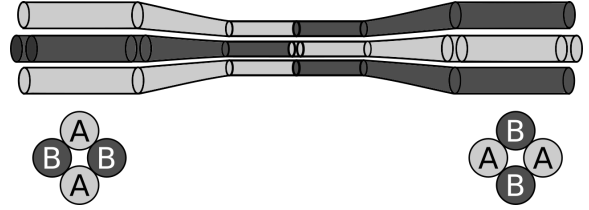


Figure 2.1 Structure d'un coupleur doublement asymétrique. Deux fibres de profil d'indice différent forment une structure ABAB étiré. Au centre, la structure est coupée et tournée de  $90^\circ$ .

### 2.1 Propagation des modes locaux

La première étape de notre modélisation consiste à déduire la propriété des supermodes locaux (i.e. à un  $z$  donné le long du coupleur) à l'aide d'un modèle de couplage par recouvrement des champs, [19]. Ceci nous permet d'obtenir la correspondance entre les modes des fibres individuelles et les modes de la superstructure, les supermodes.

Ce modèle n'est strictement valide que lorsque les champs des guides individuels ne sont que peu perturbés par la présence des autres guides. Les champs des guides individuels correspondent donc aux solutions de l'équation des modes scalaires sans la présence des autres fibres et sont centrés sur leur fibre respective. Les champs associés à une fibre sont orthogonaux entre eux, mais ne sont pas orthogonaux avec les champs des fibres voisines. Il existe donc toujours un certain couplage entre les fibres voisines aussi petit soit-il. Contrairement, à la matrice de propagation des supermodes que nous utiliserons plus tard, la matrice couplage obtenu est entièrement réelle, voir (2.1).

Les modes de coeur des 4 fibres individuels correspondent aux 4 premiers modes de la superstructure et le passage d'une représentation à l'autre se fera à l'aide d'une matrice de passage que nous déterminerons ci-dessous.

Localement, la structure non effilée dans l'approximation de couplage par recouvrement des champs possède la loi d'évolution suivante :

$$\frac{d}{dz}A = iMA \quad (2.1a)$$

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} = i \begin{bmatrix} \beta_1 & C & D & C \\ C & \beta_2 & C & E \\ D & C & \beta_1 & C \\ C & E & C & \beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \quad (2.1b)$$

où les  $a_i$  sont l'amplitude des champs associés au mode  $LP_{01}$  des fibres individuelles. Les constantes de propagation,  $\beta_i$ , et les coefficients de couplage,  $C$ ,  $D$  et  $E$  dépendent de la géométrie exacte du guide, voir figure 2.2.

La géométrie du guide est complètement déterminée par 4 paramètres.  $n(x, y)$  est le profil d'indice d'une section transverse du guide. Pour des coupleurs faits de fibres optiques fusionnées,  $n(x, y)$  dépend du profil d'indice individuel de chaque fibre. Le profil d'indice dépend lui-même de la longueur d'onde,  $\lambda$ .  $f(z)$  est le degré de fusion le long du guide qui détermine à quel point les fibres sont fusionnées. Un degré de fusion de 0 signifie que les fibres ne sont pas du tout fusionnées entre elles et un degré de fusion de 1 signifie qu'elles sont complètement fusionnées (elles forment une structure ronde).  $ITR(z)$  est l'inverse du taux de réduction, il s'agit d'un nombre entre 0 et 1 qui indique de quel facteur la structure a été réduite pour un point le long de l'axe du guide. Un ITR de 1 indique une structure non réduite et un ITR de 0,1 une structure réduite d'un facteur 10. On exploite le fait que la symétrie du coupleur (et donc de la matrice  $\mathbf{M}$ ) est préservée sur l'ensemble du composant pour en déduire les propriétés des modes de superstructures.<sup>1</sup>

1. Notez que j'ai choisi de réserver les variables  $\beta_i$  pour les constantes de propagations des modes de fibres individuelles et  $\lambda_i$  pour les constantes de propagations des supermodes.

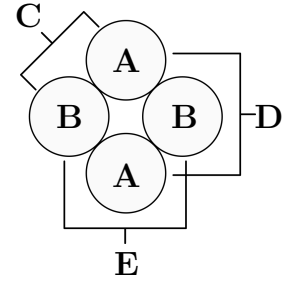


Figure 2.2 Symétrie transverse d'un coupleur doublement asymétrique. On associe les constantes de propagation  $\beta_1$  et  $\beta_2$  aux fibres A et B.

### 2.1.1 Définition de la matrice de passage

Pour résoudre 2.1a, on cherche une matrice  $\mathbf{P}$ , tel que  $U = \mathbf{P}A$ , qui diagonalise  $\mathbf{M}$ .

$$\frac{d}{dz}\mathbf{P}^{-1}U = i\mathbf{M}\mathbf{P}^{-1}U \quad (2.2a)$$

$$\frac{d}{dz}U = i\mathbf{P}\mathbf{M}\mathbf{P}^{-1}U \quad (2.2b)$$

$$\frac{d}{dz}U = i\mathbf{D}U \quad (2.2c)$$

où  $\mathbf{D}$  est une matrice diagonale dont les éléments correspondent aux valeurs propres  $\lambda_i$  de  $\mathbf{M}$ , et  $\mathbf{P}$  est la matrice de passage dont les colonnes sont les vecteurs propres de  $\mathbf{M}$ . Les vecteurs propres donnent directement la correspondance entre un mode SLP et l'excitation des guides individuels. La matrice  $\mathbf{D} = \mathbf{P}\mathbf{M}\mathbf{P}^{-1}$  étant diagonale, les solutions de 2.2c sont de la forme  $U_i = U_i(0)e^{i\lambda_i z}$ .

## 2.2 Comportement des supermodes

Les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}$  sont les suivants :

$$|SLP_{01}\rangle; \quad V_1 = \left( 1 \quad \frac{1}{Q} \quad 1 \quad \frac{1}{Q} \right)^T; \quad \lambda_1 = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2 + D + E + \Delta) \quad (2.3a)$$

$$|SLP_{11\times}\rangle; \quad V_2 = \left( -1 \quad 0 \quad 1 \quad 0 \right)^T; \quad \lambda_2 = \beta_1 - D \quad (2.3b)$$

$$|SLP_{11+}\rangle; \quad V_3 = \left( 0 \quad -1 \quad 0 \quad 1 \right)^T; \quad \lambda_3 = \beta_2 - E \quad (2.3c)$$

$$|SLP_{21\times}\rangle; \quad V_4 = \left( T \quad 1 \quad T \quad 1 \right)^T; \quad \lambda_4 = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2 + D + E - \Delta) \quad (2.3d)$$

où on utilise les définitions suivantes

$$\Delta = \sqrt{[(\beta_1 - \beta_2) + (D - E)]^2 + 16C^2} \quad (2.4a)$$

$$T = \frac{1}{4C} [(\beta_1 - \beta_2) + (D - E) - \Delta] \quad (2.4b)$$

$$Q = \frac{1}{4C} [(\beta_1 - \beta_2) + (D - E) + \Delta] \quad (2.4c)$$

Notez qu'on peut retrouver le cas d'un coupleur  $4 \times 4$  symétrique en prenant  $\beta_1 = \beta_2$  et  $D = E$ . À l'annexe A, on fait le développement correspondant à un hybride optique  $4 \times 4$  symétrique.

### 2.2.1 Comportement lorsque l'ITR $\rightarrow 1$

Lorsque l'ITR  $\rightarrow 1$  pour des fibres standards, on s'attend à ce que les coefficients de couplage soient beaucoup plus petits que les constantes de propagation, car les champs sont confinés dans le coeur des fibres individuelles et, conséquemment, le recouvrement des champs évanescents d'une fibre à l'autre est très petit. De plus, on s'attend à ce que  $C$  soit significativement plus grand que  $D$  et  $E$ , puisque les distances A-A et B-B sont plus grandes que la distance A-B. Finalement, on s'attend à ce que  $D < E$  puisque les modes des fibres A devraient être légèrement plus confinés que ceux des fibres B. On a donc les relations d'ordre  $\beta_1 > \beta_2 \gg C \gg D > E$ . Ceci permet de simplifier :

$$\Delta \rightarrow \beta_1 - \beta_2 \quad (2.5a)$$

$$T \rightarrow 0 \quad (2.5b)$$

$$Q \rightarrow \infty \quad (2.5c)$$

Les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}$  sont alors

$$|SLP_{01}\rangle; \quad V_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_1 = \beta_1 \quad (2.6a)$$

$$|SLP_{11\times}\rangle; \quad V_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_2 = \beta_1 \quad (2.6b)$$

$$|SLP_{11+}\rangle; \quad V_3 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_3 = \beta_2 \quad (2.6c)$$

$$|SLP_{21\times}\rangle; \quad V_4 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_4 = \beta_2 \quad (2.6d)$$

Les paires  $(V_1, V_2)$  et  $(V_3, V_4)$  se comportent comme deux coupleurs  $2 \times 2$  indépendants. La paire  $(V_1, V_2)$  est entièrement confinée dans les fibres A et la paire  $(V_3, V_4)$  dans les fibres B.

### 2.2.2 ITR intermédiaire

Lorsqu'on réduit le composant, on s'attend à ce que le coefficient  $C$  devienne important bien avant les coefficients  $D$  et  $E$ . On a alors

$$\Delta \approx \beta_1 - \beta_2 + \frac{8C^2}{\beta_1 - \beta_2} \quad (2.7)$$

On a alors (en ordre décroissant) :  $\lambda_1 = \beta_1 + \frac{4C^2}{\beta_1 - \beta_2}$ ;  $\lambda_2 = \beta_1$ ;  $\lambda_3 = \beta_2$ ;  $\lambda_4 = \beta_2 - \frac{4C^2}{\beta_1 - \beta_2}$ .

### 2.2.3 ITR $\ll 1$

Lorsque l'ITR  $\ll 1$ , les modes sont principalement guidés par la gaine de verre, et l'influence des coeurs sur le comportement du coupleur est négligeable. On tend alors vers un guide cylindrique. Les supermodes sont les 4 premiers modes (fonction de Bessel) d'une fibre à saut d'indice habituel, soit  $\{LP_{01}, LP_{11+}, LP_{11\times}, LP_{21+}\}$ . On a alors  $(\beta_1 - \beta_2) \rightarrow 0$  et  $(D - E) \rightarrow 0$ , ce qui implique que  $T \rightarrow -1$ ,  $Q \rightarrow 1$  et  $\Delta \rightarrow 4C$ . Finalement, les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}$  sont :

$$|SLP_{01}\rangle; \quad V_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_1 = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2 + D + E + 4C) \quad (2.8a)$$

$$|SLP_{11\times}\rangle; \quad V_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_2 = \beta_1 - D \quad (2.8b)$$

$$|SLP_{11+}\rangle; \quad V_3 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_3 = \beta_2 - E \quad (2.8c)$$

$$|SLP_{21\times}\rangle; \quad V_4 = \begin{pmatrix} -1 & 1 & -1 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_4 = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2 + D + E - 4C) \quad (2.8d)$$

Notez que les modes  $SLP_{11}$  sont alors dégénérés et on a  $\lambda_2 = \lambda_3$ .

À partir des tendances obtenues pour chaque ITR, on peut prévoir la correspondance entre la forme des supermodes à l'entrée et au centre du coupleur (voir figure 2.3(a)). On peut aussi prévoir la forme générale que devraient avoir les constantes de propagation des supermodes à mesure que le dispositif est étiré (voir figure 2.3(b)). À grand ITR, le coupleur se comporte comme deux coupleurs Wavelength Division Multiplexer (WDM)  $2 \times 2$ , avec des supermodes individuels de la forme  $V_1 = (1, 1)$  et  $V_2 = (-1, 1)$  dégénérés. Lorsqu'on étire le coupleur, on lève la dégénérescence des supermodes individuels. Puis, à petit ITR, la superstructure totale tend à se comporter comme une fibre à saut d'indice à géométrie cylindrique, et les modes  $SLP_{11+}$  et  $SLP_{11\times}$  sont alors dégénérés.<sup>2</sup>

## 2.3 Transformation adiabatique

La matrice de passage donne la correspondance entre les modes des fibres individuelles et les modes de la superstructure. On voit par exemple, à la figure 2.3, que l'excitation en phase du mode guidé de deux fibres A devrait mener à l'excitation du mode  $SLP_{01}$  au centre de la structure, à condition que le passage entre les fibres individuelles et le centre de la structure effilée se produise de manière adiabatique. Si la transition est adiabatique, un photon habitant un état pur  $|\psi_n\rangle$  habite toujours l'état d'indice  $n$  suite à la transformation du guide, accumulant un facteur de phase dépendant de la valeur propre  $\lambda_n$ . L'état du photon

---

2. Notation : les modes dénotés par l'index «+» ont toujours un zéro parallèle à  $y$  et les modes dénotés par l'index «x» n'ont jamais un zéro parallèle à «y».



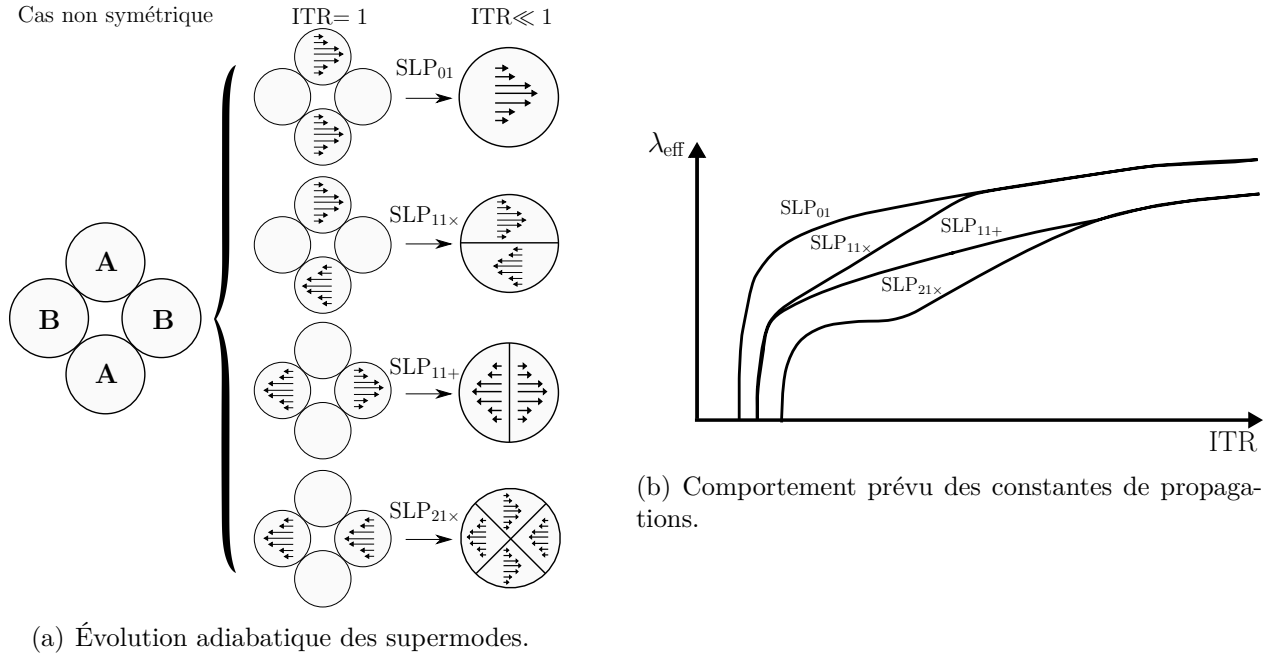


Figure 2.3 Comportement d'une structure doublement asymétrique.

après transformation est de la forme.

$$|\psi_n(x, y)\rangle e^{i\mathcal{L}_n} \quad (2.9)$$

$$\mathcal{L}_n \equiv \int_0^L \lambda_n(z) dz \quad (2.10)$$

La propagation dans le guide est décrite par l'hamiltonien  $\mathcal{H}(z)$  provenant de l'équation d'onde scalaire :

$$\mathcal{H}(z)\psi(z) = \lambda^2(z)\psi(z) \quad (2.11)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 n^2(x, y) \right) \psi(x, y, z) = \lambda^2 \psi(x, y, z) \quad (2.12)$$

Les vecteurs propres et valeurs propres dépendent de  $z$ . Les vecteurs propres de (2.12) forment une base orthogonale pour chaque valeur de  $z$ . Les vecteurs propres en  $z + dz$  sont légèrement différents de ceux en  $z$  (fig. 2.4). Ces deux bases ne sont pas orthogonales entre elles, ce qui peut induire du couplage entre un mode d'indice  $n$  en  $z$  et les autres modes en  $z + dz$ .

La matrice de couplage entre les supermodes (limités aux quatre premiers) peut s'écrire sous

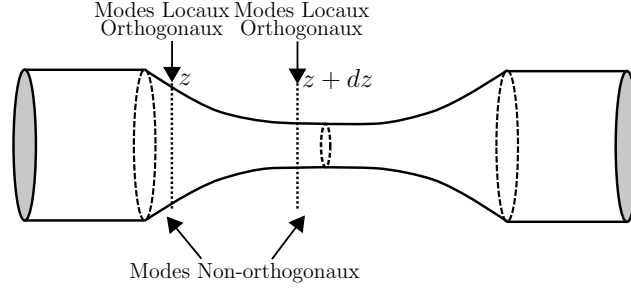


Figure 2.4 Évolution des modes locaux le long de  $z$ , tiré de [19].

la forme

$$\frac{d}{dz}U = i \begin{bmatrix} \lambda_1 & C_{12} & C_{13} & C_{14} \\ -C_{12} & \lambda_2 & C_{23} & C_{24} \\ -C_{13} & -C_{23} & \lambda_3 & C_{34} \\ -C_{14} & -C_{24} & -C_{34} & \lambda_4 \end{bmatrix} U \quad (2.13)$$

où le vecteur  $U$  contient les amplitudes des supermodes en  $z$ , et les termes hors diagonaux de la matrice de couplage sont les coefficients de couplage dans l'approximation des modes locaux. Notez que ces derniers sont imaginaires. Lorsque le guide évolue suffisamment lentement le long de  $z$ , ces coefficients de couplage deviennent négligeables. Le guide évolue alors de manière adiabatique et la probabilité qu'un photon reste à l'état  $n$  le long de la propagation tend vers 1. La matrice de transfert du système total s'écrit alors simplement

$$\mathbf{F} = \mathbf{P}\mathbf{S}\mathbf{P}^{-1} \quad (2.14)$$

où la matrice  $\mathbf{S}$  est la matrice de propagation des supermodes prenant en compte les constantes de propagation intégrées  $\mathcal{L} \equiv \int_0^z \lambda(z) dz$ .

$$\mathbf{S}(L) = \begin{pmatrix} e^{i\mathcal{L}_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\mathcal{L}_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\mathcal{L}_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\mathcal{L}_4} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Les coefficients  $C_{ij}$  dépendent des constantes de propagation  $\lambda_i$  et  $\lambda_j$ , de la forme des champs scalaires normalisés  $\psi_i$  et  $\psi_j$  et de la vitesse de variation du profil d'indice le long de l'effilage,

[19]. Pour une structure à saut d'indice, on a

$$C_{ij} = \frac{-i}{2} \frac{k^2}{\sqrt{\lambda_i \lambda_j}} \frac{1}{\Delta \lambda_{ij}} \int_A \psi_i(r, \theta) \psi_j(r, \theta) \frac{dn^2}{dz}(r, \theta, z) r dr d\theta \quad (2.16a)$$

### Coefficient de couplage normalisé

Pour simplifier le calcul de (2.16a), on suppose que le coupleur subit une transformation homothétique. En coordonnées polaires une transformation homothétique correspond à  $f(r, \theta) \rightarrow f(ar, \theta)$  où  $a \in \mathbb{R}$ . Ceci permet de réécrire

$$\frac{d}{dz} n^2(r, \theta, z) = \frac{d}{dz} n^2(a(z)r, \theta) \quad (2.17)$$

$$= \frac{d}{dz} n^2(u, \theta) \quad (2.18)$$

où  $a(z)$  est le taux de réduction à la coordonnée  $z$  tel que  $a(0) = 1$ . Ceci nous permet de simplifier davantage

$$\frac{d}{dz} n^2(u, \theta) = \frac{\partial n^2}{\partial u} \frac{du}{dz} + \frac{\partial n^2}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dz} \quad ; \frac{d\theta}{dz} = 0 \text{ (Trans. homothétique)} \quad (2.19)$$

$$= \frac{\partial n^2}{\partial u} \frac{da}{dz} r \quad (2.20)$$

$$= \frac{\partial n^2}{\partial u} b(z) r \quad (2.21)$$

Le paramètre  $b(z)$  s'appelle la pente normalisée, que nous exprimerons toujours en  $[\mu m^{-1}]$ . Elle ne dépend que de  $z$  et est une conséquence du fait qu'on suppose que le verre subit une transformation homothétique. On peut le réécrire  $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}(z)$ , où  $\rho$  est un point arbitraire le long de  $r$ . On peut, par exemple, prendre  $\rho$  comme le rayon de la gaine externe.

Pour les fibres à saut d'indice, la fonction  $\frac{\partial n^2}{\partial u}$  est nulle partout sauf aux frontières d'indice. L'intégrale de (2.16a) se réécrit

$$\iint_A \psi_i(r, \theta) \psi_j(r, \theta) \left( \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}(z) \sum_h (\pm) \Delta n_h^2 \delta(r - \rho_h(z, \theta)) r \right) r dr d\theta \quad (2.22)$$

$$= \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}(z) \sum_h (\pm) \Delta n_h^2 \int_0^{2\pi} \psi_i(\rho_h, \theta) \psi_j(\rho_h, \theta) \rho_h^2(\theta) d\theta \quad (2.23)$$

où

- $h$  est un index qui est associé à chaque frontière.
- $\delta$  est nul partout sauf aux frontières d'indice où il vaut 1.
- $\Delta n^2$  est le saut des indices au carré de la forme  $n_k^2 - n_m^2$ , où  $n_k$  et  $n_m$  sont les indices

de chaque côté de la frontière.

- $(\pm)$  prend une valeur positive lorsque l'index augmente radialement et négative lorsqu'il diminue.

Ceci nous permet de définir le coefficient de couplage normalisé

$$\underline{C}_{ij}(z) = \frac{C_{ij}(z)}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}(z)} \quad (2.24)$$

qui est une valeur qui ne dépend pas de la forme du profil d'effilage,  $\rho(z)$ , mais seulement des dimensions du guide d'onde pour un ITR donné. Les simulations sont donc constituées d'une boucle qui balaie une plage d'ITR. Pour chaque ITR, on calcule les champs,  $\psi_i$ , et les constantes de propagation en résolvant l'équation des modes scalaires. On peut ensuite calculer les  $\underline{C}_{ij}$  pour chacune des paires de modes d'intérêt. Les  $C_{ij}$  peuvent ensuite être déterminés en multipliant par  $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$  lorsque le profil d'effilage est connu.

Pour effectuer des calculs numériques, il est utile d'exprimer les coefficients de couplage normalisés en termes d'une intégrale cartésienne.

$$\underline{C}_{ij} = \frac{-i}{2} \frac{k^2}{\sqrt{\lambda_i \lambda_j}} \frac{1}{\Delta \lambda_{ij}} \sum_h (\pm) \Delta n_h^2 \left[ \int_0^{2\pi} \psi_i(\rho_h, \theta) \psi_j(\rho_h, \theta) \rho_h^2(\theta) d\theta \right] \quad (2.25)$$

$$= \frac{-i}{2} \frac{k^2}{\sqrt{\lambda_i \lambda_j}} \frac{1}{\Delta \lambda_{ij}} \sum_h (\pm) \Delta n_h^2 \left[ \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \psi_i(r, \theta) \psi_j(r, \theta) \delta(r - \rho_h(\theta)) r^2 dr d\theta \right] \quad (2.26)$$

$$= \frac{-i}{2} \frac{k^2}{\sqrt{\lambda_i \lambda_j}} \frac{1}{\Delta \lambda_{ij}} \sum_h (\pm)_h \Delta n_h^2 \iint_\infty \psi_i(x, y) \psi_j(x, y) \delta(r - \rho_i) \sqrt{x^2 + y^2} dx dy \quad (2.27)$$

Les simulations présentées dans ce mémoire suivent cette démarche et sont faites à l'aide de deux logiciels maison nommés *XSupermodes* (Coupleurs  $2 \times 2$  et  $4 \times 4$ ) et *SimFibre*, codées par Xavier Daxhelet. Pour les simulations de coupleur, la méthode des puissances inverses est utilisée pour la résolution de l'équation des champs scalaires. On calcule les  $\{\beta_i, \beta_j, \underline{C}_{ij}\}$  pour les modes avec lesquels le couplage est le plus probable (typiquement  $i$  et  $j \in \{1, \dots, 5\}$ ) et pour un ensemble d'ITR  $\in [0,01 ; 1]$  typiquement. Dans le cas de la résolution de l'équation scalaire pour une géométrie cylindrique effilée, les solutions sont analytiques (fonctions de Bessel). Il n'en reste pas moins qu'une résolution numérique est nécessaire pour résoudre l'équation transcendantale résultant des conditions frontières aux sauts d'indice.

### 2.3.1 Critère d'adiabaticité

Les longueurs de couplage,  $L_c$ , et de battement,  $z_b$ , nous permettent de formuler un critère séparant ces deux régimes.<sup>3</sup>

Lorsque  $L_c \gg z_b$ , les modes se déphasent et produisent un battement sans échanger de puissance par couplage ; le processus est alors adiabatique. Dans le cas  $L_c \ll z_b$ , les modes échangent de la puissance sur de courtes distances de telle sorte que leur déphasage relatif soit faible.

Le critère d'adiabaticité en puissance est défini comme ([2, 20, 21])

$$z_b \ll L_c \quad (2.28a)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \ll \frac{\Delta\lambda_{ij}}{C_{ij}} \quad (2.28b)$$

À l'annexe D, on montre comment ce critère est construit à partir d'un système de deux équations couplées. La formulation (2.28b) simplifie grandement le processus de design d'un coupleur, puisqu'on peut calculer les  $C_{ij}$  sans fixer la fonction qui décrit l'effilage.

À la figure 2.5 est représentée la courbe de critère d'adiabaticité pour un effilage simple de la SMF-28. Cette courbe peut être tracée pour n'importe quel composant subissant une transformation homothétique. L'équation (2.24) nous indique que le coefficient de couplage entre deux modes est déterminé par le produit entre le coefficient de couplage normalisé et la pente normalisée. Ainsi, en contrôlant la pente normalisée le long du guide d'onde, on contrôle la valeur des coefficients de couplage de notre système. Le critère d'adiabaticité tel que tracé à la figure 2.5 nous offre une visualisation de cette relation. À chaque point le long du coupleur correspond un ITR et pour chaque ITR correspond une pente normalisée pour laquelle

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{\Delta\lambda_{ij}}{C_{ij}} \quad (2.29)$$

Les pentes largement sous ce critère sont adiabatiques et les pentes largement au-delà de ce critère sont diabatiques. La force de cette représentation réside dans le fait qu'il s'agit d'un critère quantitatif. Lorsqu'on se situe exactement sur la courbe du critère d'adiabaticité en puissance, 10% de la puissance est transférée au deuxième mode après une demi-longueur de

---

3. On rappelle que  $z_b$  est la distance pour laquelle les modes se déphasent de  $2\pi$  et que  $L_c$  est la distance nécessaire pour coupler entièrement vers un deuxième mode puis retourner entièrement dans le mode initial.  $z_b = \frac{2\pi}{\Delta\lambda_{ij}}$  et  $L_c = \frac{2*\pi}{C_{ij}}$ .

battement. La longueur de battement est typiquement de l'ordre du millimètre ( $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) dans un coupleur.

L'espace sous le critère d'adiabaticité définit l'espace de design dont on dispose pour créer des dispositifs adiabatiques. Au chapitre 4, on montre comment il est possible d'utiliser des fibres à double gaine pour contrôler cet espace de design.

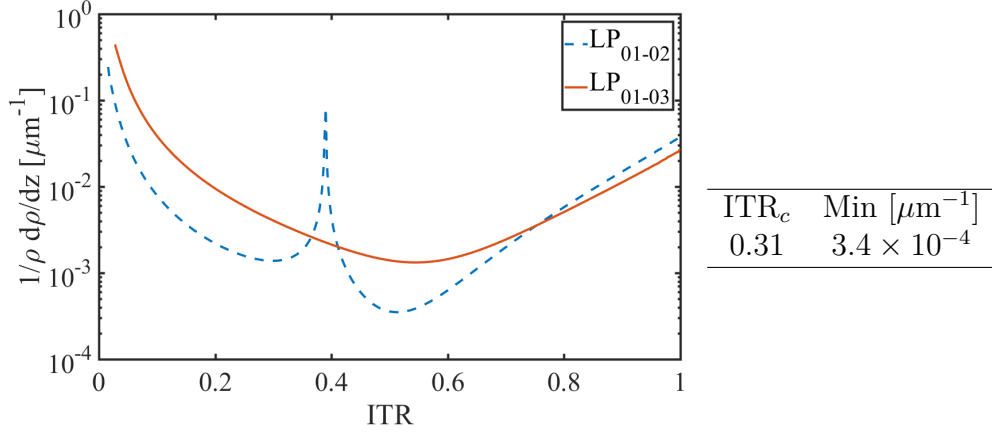


Figure 2.5 Courbes de critère d'adiabaticité pour la SMF-28 à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . L'axe des abscisses est un  $\text{ITR} \in ]0, 1]$  et l'axe des ordonnées représente une pente normalisée. Pour standardiser la présentation des graphiques de critère d'adiabaticité, la pente normalisée sera présentée comme  $\in [10^{-4}, 10^0] \mu\text{m}$  lorsque c'est possible, ou sinon comme  $\in [10^{-6}, 10^0] \mu\text{m}$ . Les courbes  $\text{LP}_{01-02}$  et  $\text{LP}_{01-03}$  représentent le critère d'adiabaticité  $\left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{\Delta\beta_{ij}}{C_{ij}}\right)$  pour le mode  $\text{LP}_{01}$ . Ce dernier couple majoritairement avec  $\text{LP}_{02}$  et  $\text{LP}_{03}$ . C'est pourquoi seuls ceux-ci sont présentés.

Remarquez qu'à toute fonction  $f(\text{ITR})$  sur la figure 2.5 correspond une fonction  $\text{ITR}(z)$  unique décrivant la zone de pente non nulle sur laquelle le guide se transforme. L'équation

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dz}(z) = f(\text{ITR}) \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{\text{ITR}} \frac{d}{d\text{ITR}}(z) = f(\text{ITR}) \quad (2.31)$$

définit un problème différentiel qui doit être résolu numériquement pour retrouver  $\text{ITR}(z)$ .

À la section 3.3, on fait le lien entre les conditions expérimentales utilisées et la courbe  $f(\text{ITR})$  obtenue. Pour l'instant, nous n'aurons besoin que du cas particulier où  $f$  est une constante. On a alors

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{z}{L_0}} \quad (2.32)$$

où  $L_0$  est la longueur de la zone chaude nécessaire pour étirer la structure de verre. Cette

dernière forme sera utile afin d'estimer rapidement la longueur minimale d'un composant sans avoir à résoudre (2.30). Pour une recette à longueur de zone chaude constante, le minimum de la courbe du critère d'adiabaticité en  $[\mu\text{m}^{-1}]$  correspond à  $\frac{1}{L_0}$ .

Dans l'état actuel des choses, on arrive à fabriquer des pentes normalisées  $\in [10^{-5}, 10^{-3}] \mu\text{m}^{-1}$  en laboratoire. Ceci correspond à des recettes d'étirage à longueur de zone chaude constante de paramètre  $L_0 \in [100, 1]$  mm. Des pentes normalisées plus petites que  $10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$  sont envisageables, mais mènent à des dispositifs déraisonnablement longs. Des pentes plus grandes que  $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$  nécessitent de produire des longueurs de zone chaude inférieures à 1 mm ce que nous ne sommes pas capable de faire expérimentalement.

Comme nous le verrons au chapitre 4, le critère d'adiabaticité limite aussi notre capacité à faire des fusions courtes, ce qui sera nécessaire pour réussir à fabriquer des structures fusionnées à plus de deux fibres. Le chapitre 4 est donc entièrement dédié à l'étude du critère d'adiabaticité.

## 2.4 Bris de symétrie longitudinale

Les sous-sections 2.1.1 à 2.3.1 servent à décrire le comportement d'un demi-coupleur  $4 \times 4$  de la forme ABAB tel que présenté à la figure 2.3. Un coupleur doublement asymétrique nécessite un bris de symétrie longitudinale. Au centre de sa structure, les fibres A sont connectées aux fibres B et vice versa, voir figure 2.6. Ceci a le même effet que si le coupleur avait été coupé tourné de  $90^\circ$  puis reconnecté.

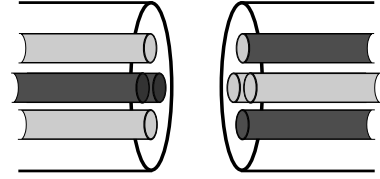


Figure 2.6 Bris de symétrie longitudinale. Au centre du dispositif la fibre A est échangée pour la fibre B et vice versa.

Cette action a comme conséquence de permuter les modes  $\text{SLP}_{11\times}$  et  $\text{SLP}_{11+}$ , et de déphaser le mode  $\text{SLP}_{21\times}$ , ce qui se résume par la matrice d'échange suivante.

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

La matrice de transfert du système est alors donnée par

$$\mathbf{F} = \mathbf{P}S(L/2)\mathbf{E}S(L/2)\mathbf{P}^{-1} \quad (2.34)$$

$$= \mathbf{P} \begin{pmatrix} e^{i\mathcal{L}_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -e^{i\frac{\mathcal{L}_2+\mathcal{L}_3}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\mathcal{L}_2+\mathcal{L}_3}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -e^{i\mathcal{L}_4} \end{pmatrix} \mathbf{P}^{-1} \quad (2.35)$$

Pour que le dispositif fonctionne tel que prévu, l'ITR au centre de celui-ci doit être suffisamment petit pour que les modes  $\text{SLP}_{11\times}$  et  $\text{SLP}_{11+}$  soient identiques à une rotation de  $90^\circ$  près. Ceci dans le modèle de couplage par recouvrement des champs sera respecté lorsque  $\text{l'ITR} \ll 1$ , ce que implique que  $T \rightarrow -1$  et  $Q \rightarrow 1$  (voir (2.4b) et (2.4c)). Les matrices  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{F}$  sont alors

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\mathbf{F} = \frac{e^{i(\bar{\mathcal{B}}+\bar{\mathcal{D}})}}{2} \begin{pmatrix} e^{i\Gamma} & -e^{i\Theta} & e^{i\Gamma} & e^{i\Theta} \\ e^{i\Theta} & -e^{-i\Gamma} & -e^{i\Theta} & -e^{-i\Gamma} \\ e^{i\Gamma} & e^{i\Theta} & e^{i\Gamma} & -e^{i\Theta} \\ -e^{i\Theta} & -e^{-i\Gamma} & e^{i\Theta} & -e^{-i\Gamma} \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

Les définitions suivantes ont été utilisées pour simplifier l'écriture.<sup>4</sup>

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{B}} &= \frac{\mathcal{B}_1+\mathcal{B}_2}{2} & \mathcal{B}_i &= \int_0^z \beta_i dz \\ \bar{\mathcal{D}} &= \frac{\mathcal{D}+\mathcal{E}}{2} & \mathcal{D} &= \int_0^z D dz \\ \Theta &= -2\bar{\mathcal{D}} & \mathcal{E} &= \int_0^z E dz \\ & & \Gamma &= \frac{1}{2} \int_0^z \Delta dz \end{aligned} \quad (2.38)$$

où  $\Delta$  est défini à l'équation (2.4a).

## 2.5 Conditions expérimentales pour être un hybride.

On rappelle que pour que le coupleur doublement asymétrique se comporte comme un hybride, il est nécessaire qu'il se comporte comme un équipartiteur de puissance et qu'il permette

---

4. La notation  $\bar{X}$  dénotera la valeur moyenne de deux variables. La notation en calligraphie spéciale  $\mathcal{X}$  (fonction *mathcal* dans L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X) dénote une valeur intégrée sur le parcours du coupleur.



de retrouver la phase à l'aide d'un système de détection balancé.

### 2.5.1 Vérification des propriétés d'équipartition

Soit  $\alpha = |\alpha|e^{i\phi_\alpha}$  et  $\beta = |\beta|e^{i\phi_\beta} \in \mathbb{C}$ , les signaux à l'entrée du coupleur. De plus, on définit  $\phi = \phi_\alpha - \phi_\beta$ . Pour vérifier l'équipartition, il faut regarder les propriétés du signal de sortie en puissance pour les cas où on entre par une fibre A ( $IN = [\alpha, 0, 0, 0]^T$ ) et le cas où on entre par une fibre B ( $IN = [0, \beta, 0, 0]^T$ ). Le signal de sortie du coupleur est donné par

$$OUT = F * IN \quad (2.39)$$

$$|OUT|^2 = |F * IN|^2 \quad (2.40)$$

$$Out_A = e^{i(\bar{\mathcal{B}}+\bar{\mathcal{D}})} \frac{\alpha}{2} \begin{pmatrix} e^{i\Gamma} \\ e^{i\Theta} \\ e^{i\Gamma} \\ -e^{i\Theta} \end{pmatrix} \quad (2.41a) \quad Out_B = e^{i(\bar{\mathcal{B}}+\bar{\mathcal{D}})} \frac{\beta}{2} \begin{pmatrix} -e^{i\Theta} \\ -e^{-i\Gamma} \\ e^{i\Theta} \\ -e^{-i\Gamma} \end{pmatrix} \quad (2.41b)$$

$$|Out_A|^2 = \frac{|\alpha|^2}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.42a) \quad |Out_B|^2 = \frac{|\beta|^2}{4} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.42b)$$

Notez que l'équipartition est satisfaite sans condition sur  $\Theta$  ou  $\Gamma$ . La seule condition à l'étranger sera que l'ITR soit suffisamment petit pour que les modes de superstructure soient indistinguables des modes  $LP_{lm}$  pour que l'opération d'échange soit sans pertes. Comme l'équipartition est sans condition sur  $\Theta$  ou  $\Gamma$ , qui donnent l'influence des coefficients de couplage intégrés le long du coupleur, elle sera indépendante en longueur d'onde.

### 2.5.2 Utilisation en mode détection homo/hétérodyne

Dû à la symétrie du coupleur, il n'existe que trois façons envisageables par lesquelles on puisse faire interférer les signaux  $\alpha$  et  $\beta$  : entrer par les fibres 1 et 3 (A-A), 2 et 4 (B-B) ou 1 et 2 (A-B).

### Entrer par les fibre A-A

$$Out_{A-A} = \frac{e^{i(\bar{B}+\bar{D})}}{2} \begin{pmatrix} (\alpha + \beta)e^{i\Gamma} \\ (\alpha - \beta)e^{i\Theta} \\ (\alpha + \beta)e^{i\Gamma} \\ (\alpha - \beta)(-1)e^{i\Theta} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$|Out_{A-A}|^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} |\alpha^2| + |\beta|^2 + 2 \cos \phi \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 - 2 \cos \phi \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 + 2 \cos \phi \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 - 2 \cos \phi \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

La configuration A-A ne permet donc pas de retirer l'information sur la phase sans ambiguïté, car les lignes 1 et 3 et 2 et 4 sont redondantes. La configuration B-B mène à un résultat similaire.

### Entrer par les fibre A-B

$$Out_{A-B} = \frac{e^{i(\bar{B}+\bar{D})}}{2} \begin{pmatrix} \alpha e^{i\Gamma} - \beta e^{i\Theta} \\ \alpha e^{i\Theta} - \beta e^{-i\Gamma} \\ \alpha e^{i\Gamma} + \beta e^{i\Theta} \\ -\alpha e^{i\Theta} - \beta e^{-i\Gamma} \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

$$|Out_{A-B}|^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} |\alpha^2| + |\beta|^2 - 2|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma - \Theta) \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 - 2|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma + \Theta) \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 + 2|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma - \Theta) \\ |\alpha^2| + |\beta|^2 + 2|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma + \Theta) \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

Chaque ligne de 2.46 correspond à une puissance mesurée en sortie. On dénote chaque ligne  $P_1$  à  $P_4$ .

Pour qu'il soit possible de déterminer la phase  $\phi$  sans ambiguïté, il est essentiel qu'on puisse obtenir les projections du vecteur complexe  $|\alpha||\beta|e^{i\phi}$  sur l'axe réel et sur l'axe imaginaire. En prenant

$$P_3 - P_1 = 4|\alpha||\beta| \cos(\phi' - \Theta) \quad (2.47a)$$

$$P_4 - P_2 = 4|\alpha||\beta| \cos(\phi' + \Theta) \quad (2.47b)$$

où  $\phi' = \phi + \Gamma$ . On obtient deux projections dépendantes de  $\phi'$  et déphasées de  $2\Theta$ . Ces deux projections sont en quadrature si  $2\Theta = \frac{\pi}{2} + \pi n$  où  $n \in \mathbb{Z}$ . La condition pour obtenir un

hybride est donc

$$\Theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n \quad (2.48)$$

et on peut récupérer la phase  $\phi$  sans ambiguïté en prenant

$$\text{atan}\left(\pm \frac{P_3 - P_1}{P_4 - P_2}\right) = \phi + \Gamma + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n \quad (2.49)$$

où on prend  $+$  lorsque  $n$  est pair et  $-$  lorsque  $n$  est impair. Notez que  $\Gamma$  n'est qu'un facteur de phase globale qui pourrait être arbitrairement mis à zéro par les utilisateurs de l'hybride.

Ceci complète la démonstration qu'un coupleur doublement asymétrique peut se comporter comme un hybride  $90^\circ$ . L'équipartition est obtenue de manière inconditionnelle et la mesure en phase est obtenue sous condition que l'équation 2.48 soit respectée.

### 2.5.3 Conditions expérimentales pour l'hybride asymétrique

Comme dans le cas d'un hybride  $4 \times 4$  symétrique (voir annexe A), il y a deux conditions à respecter durant la fabrication de l'hybride doublement asymétrique. Les conditions sont toutefois foncièrement différentes. Pour les hybrides symétriques, on obtient lors de l'étirage une suite dénombrable d'ITR pour lesquels on a l'équipartition, et certains d'entre eux respecteront aussi A.21. Il est toutefois nécessaire d'effectuer des calculs numériques pour prévoir quels croisements mèneront au respect des deux conditions simultanément.

Pour un hybride doublement asymétrique, l'équipartition est inconditionnelle et les propriétés de quadrature de phase de l'hybride doivent être mesurées durant l'étirage. Cette action n'est pas possible à l'aide d'un montage habituel d'étirage où l'on ne mesure que la transmission à chaque branche de sortie à l'aide d'un Optical Spectrum Analyzer (OSA). Le montage d'étirage sera donc plus complexe, mais il facilitera la fabrication des dispositifs, car l'entièreté du processus de fabrication et de validation sera faite *in situ* sur le montage de fusion étirage. On propose ci-dessous (2.8) une nouvelle méthode de «Monitoring», applicable à la fois à des hybrides doublement asymétriques et d'autres types de coupleurs. Le montage de mesure des quadratures électriques peut être utilisé à la fois pour la fabrication d'hybrides symétriques et d'hybrides asymétriques. Toutefois la fabrication d'un hybride doublement asymétrique présente l'avantage d'être insensible en longueur d'onde et possède une métrique simple qu'on appelle l'intégrant, qui simplifie grandement le processus de fabrication.

La première condition est que le coupleur soit suffisamment étiré pour que les modes au centre de la structure effilée soient quasi égaux aux modes LP. Ceci garantit que l'échange de modes modélisés par la matrice  $\mathbf{E}$  (2.33) se fasse sans perte (ou couplage vers des modes non

désirés). L'ITR auquel cette condition est atteinte dépend des critères de qualité visés pour le coupleur (Pertes maximales et précision sur la mesure de  $\phi$ ). Elle dépend aussi du design spécifique choisi pour la structure à 4 fibres. Le degré de fusion, le profil exact des fibres choisies, l'utilisation (ou non) d'une structure de verre externe et la diffusion des dopants durant la fusion et l'étirage sont des paramètres qui font varier l'ITR auquel on atteint ce critère.

Toutefois, une fois l'ITR final déterminé pour une certaine structure, on devrait pouvoir obtenir exactement le même profil d'une fois à l'autre, simplement en utilisant la même recette. Il n'est donc pas nécessaire de monitorer en temps réel ce paramètre durant la recette. On peut se contenter de monitorer les pertes, comme on le fait pour un effilage ordinaire. Il faut toutefois noter que, selon les fibres A et B choisies, il se peut qu'il soit impossible de monitorer les pertes durant l'ensemble du processus de fabrication. Le fait que les fibres A et B ne possèdent pas le même profil d'indice garantit qu'à un certain moment durant l'étirage, il y aura une mauvaise adaptation modale au centre du dispositif. Cela induira nécessairement des pertes. On peut toutefois en tenir compte simplement en caractérisant bien l'amplitude des pertes en fonction de l'ITR durant la recette. Il est aussi possible de modéliser simplement ces pertes à l'aide de calculs numériques, de la même manière qu'on modélise les pertes d'une épissure par processus adiabatique.

La deuxième condition est le respect de l'équation 2.48. Supposons pour l'instant qu'on prenne  $|\alpha| = |\beta| = 1$  et qu'on puisse contrôler leur déphasage relatif  $\phi$ . À mesure que l'on étire le composant, les facteurs  $\Gamma$  et  $\Theta$  grandissent et la fonction de transfert en puissance 2.50 évolue.

$$|Out_{A-B}|^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos(\phi + \Gamma - \Theta) \\ 1 - \cos(\phi + \Gamma + \Theta) \\ 1 - \cos(\phi + \Gamma - \Theta) \\ 1 + \cos(\phi + \Gamma + \Theta) \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Les signaux électriques ne sortent en quadratures que lorsque la condition (2.48) est respectée (voir figure 2.7). Notez aussi que la valeur exacte du déphasage  $\phi$  entre les signaux d'entrée n'est pas importante, en autant que la séparation entre les signaux soit plus petite que le temps de cohérence de la source optique. Si on veut pouvoir observer l'apparition des quadratures électriques en temps réel, il est seulement important que le balayage sur  $\phi$  s'effectue beaucoup plus rapidement que la vitesse à laquelle on étire le composant.

Un modulateur acousto-optique permet d'effectuer un balayage en  $\phi$  et peut atteindre facilement des MHz, alors qu'avec un modulateur de phase électro-optique on peut atteindre des

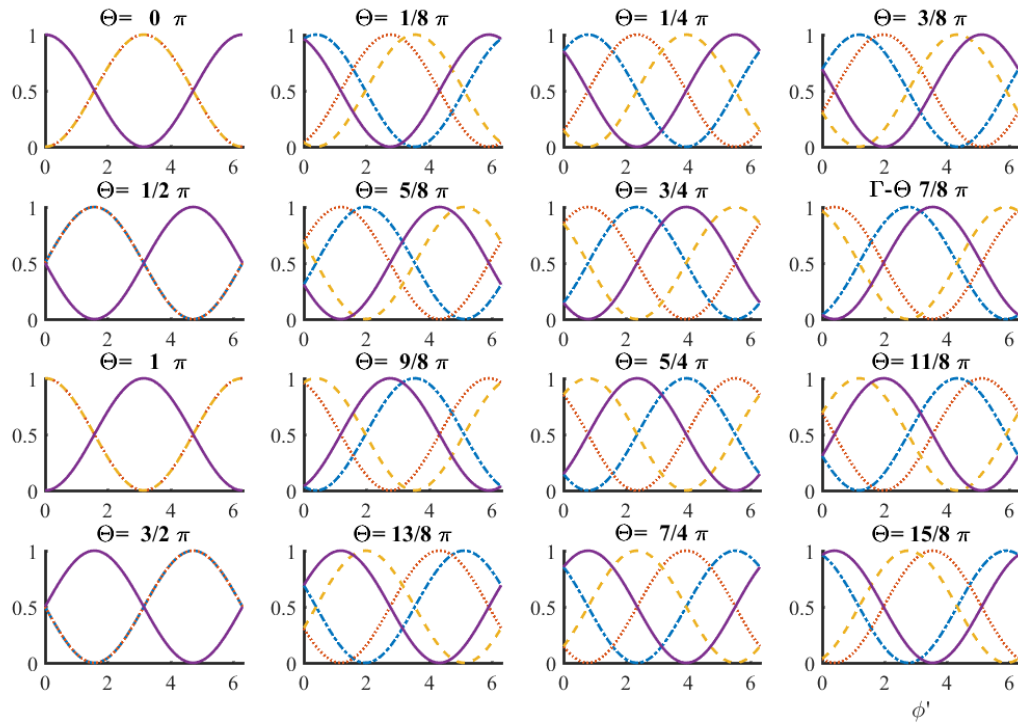


Figure 2.7 Quadratures électriques obtenues en balayant la différence de phase entre  $\alpha$  et  $\beta$ . On montre le signal électrique mesuré par une photodiode idéale pour chacune des quatre sorties. L'axe des abscisses est la variable  $\phi' = \phi + \Gamma \in [0, 2\pi]$ .

GHz. Il sera donc facile d'observer les quadratures en temps réel.

L'ajout d'une source accordable en longueur d'onde permet de caractériser le composant sur une large bande en longueur d'onde durant l'étirage. Une source accordable en longueur d'onde comme la TLB-6728 de Newport serait par exemple une bonne option. Elle permet de balayer la plage de 1520 à 1570 nm en 2,5 s et possède une largeur de bande de  $\sim 200$  kHz, ce qui permet d'avoir des longueurs de cohérence de l'ordre du km. Ceci nous donnera une vitesse d'acquisition semblable à celle d'un OSA.

Un schéma d'un montage de caractérisation durant l'étirage est présenté à la figure 2.8. Notez que ce montage n'a pas été réalisé puisque nous en sommes encore à régler des problèmes structurels du coupleur et qu'il nécessitera l'achat d'une source accordable en longueur d'onde.

Une source accordable en longueur d'onde est envoyée dans un WIC 50 : 50 pour diviser le faisceau en deux. Un modulateur de phase est placé à une des sorties pour introduire un déphasage contrôlé. Les deux signaux entrent par une fibre A et B respectivement. En sortie

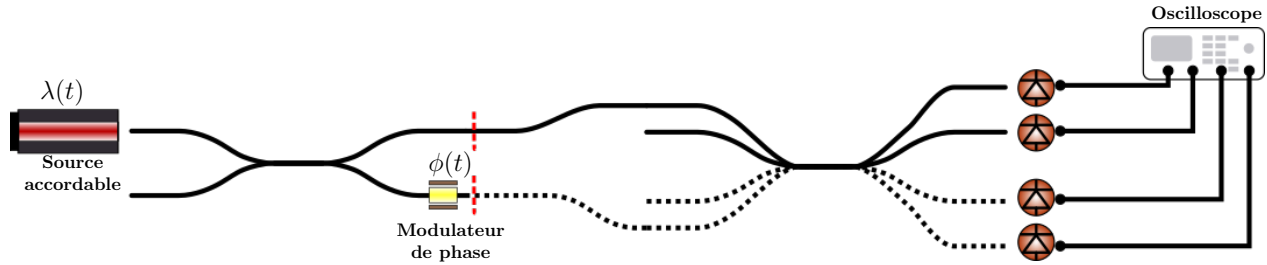


Figure 2.8 Montage de mesure des quadratures électriques durant l'étréage. Une source accordable en longueur d'onde est envoyée dans un WIC 50 : 50 et l'une des deux sorties subit un déphasage contrôlé par un modulateur de phase. À l'oscilloscope, on peut obtenir à la fois les pertes en transmission en prenant la somme des signaux et le diagramme de constellation des signaux électrique pour calibrer la phase. L'oscilloscope peut être remplacé par un circuit analogique ou numérique permettant de faire des opérations sur les signaux électriques. Certains détails ont été omis du schéma, par exemple il est nécessaire d'utiliser un contrôleur de polarisation pour compenser le fait que le modulateur de phase est dépendant en polarisation. Il est aussi nécessaire d'établir un système de «Trigger» entre la source accordable et l'oscilloscope pour enregistrer la dépendance en longueur d'onde. L'ajout d'interrupteurs optiques nous permet de choisir parmi les options suivantes : entrer par une fibre A ou B ou entrer par une paire A-B.

du dispositif, on mesure l'intensité aux quatre sorties à l'aide de photodiodes. L'oscilloscope permet de mesurer les pertes en transmission via la somme des signaux et le diagramme de constellation des signaux électrique pour calibrer la phase. Il peut être remplacé par un circuit analogique ou numérique permettant de faire des opérations sur les signaux électriques. Certains détails ont été omis du schéma comme le contrôleur de polarisation permettant de compenser la dépendance en polarisation du modulateur de phase. La mesure de la dépendance en longueur d'onde nécessiterait un système de «Trigger» entre la source accordable et les détecteurs. Des interrupteurs optiques permettraient de sélectionner un type d'entrée des fibres (A-A, B-B ou A-B) Pour de grands ITR, on s'intéresse surtout à monitorer la somme des intensités en sortie. Si le processus est adiabatique, celle-ci devrait rester constante à moins d'un problème d'adaptation modale à certains ITR ou de l'absorption supplémentaire à certaines longueurs d'onde liée au processus d'effilage (ex : pic d'absorption de l'eau  $\lambda \approx 1385$ ). À l'aide d'un interrupteur, on peut vérifier l'équipartition des puissances en sortie à mesure qu'on réduit l'ITR. Lorsqu'on a équipartition et qu'on respecte un critère sur les pertes ( $<0,5\text{dB}$ ), on peut mesurer *in situ* la quadrature des signaux électriques en sortie et arrêter l'étréage à la quadrature et la longueur d'onde désirées.

Le coupleur  $2 \times 2$  à l'entrée du système est un WIC pour séparer le signal continu provenant

de la source accordable. Il est suivi d'un modulateur de phase sur l'une des deux branches, pour obtenir une modulation en phase rapide sur une large bande de longueurs d'onde. Les deux signaux entrent par une fibre A et B respectivement. En sortie du dispositif, on mesure l'intensité aux quatre sorties à l'aide de photodiodes. Pour de grands ITR, on s'intéresse surtout à monitorer la somme des intensités en sortie. Celle-ci devrait rester constante durant l'étirage si le processus est adiabatique, à moins qu'il n'y ait un problème d'adaptation modale à certains ITR ou de l'absorption supplémentaire reliée au processus d'effilage à certaines longueurs d'onde (ex : pic d'absorption de l'eau  $\lambda \approx 1385$  nm). À l'aide d'un interrupteur, on peut voir apparaître l'équipartition en sortie à mesure qu'on réduit l'ITR. Lorsqu'on a équipartition et qu'on respecte un critère sur les pertes ( $<0,5$ dB), on peut analyser la quadrature des signaux électriques en sortie et arrêter l'étirage lorsqu'on obtient une quadrature à la longueur d'onde désirée.

Cette approche comporte les faiblesses suivantes :

- Dans la mesure où l'on veut en faire de la production, ce montage ne sera pas nécessairement suffisant, car on ne teste que l'utilisation en mode hybride dans un seul sens (gauche vers droite en référence à la figure 2.8) et pour une seule configuration de branchement en entrée. On pourrait potentiellement ne pas voir certains défauts/pertes durant la fabrication. Il est toutefois possible de modifier le montage de telle sorte qu'on couvre tous les cas possibles durant l'étirage, mais le montage s'en trouve toutefois complexifié.

Cette approche comporte les avantages suivants :

- Elle diminue le nombre d'étapes durant la production d'un hybride. On se dispense d'une validation de la phase post-fabrication. Les pertes du coupleur et sa précision en phase sont mesurées *in situ* durant la fabrication.
- Elle permet de rétroactivement ajuster les propriétés en phase de l'hybride durant l'étirage. Ceci, en combinaison avec le point précédent, permettrait d'augmenter le rendement en production et d'accélérer le processus ainsi qu'augmenter la qualité de la caractérisation faite. À terme, un algorithme simple permettrait d'automatiser la fin de l'étirage.
- Elle permet aussi de fabriquer des hybrides symétriques sans simulations grâce à la mesure en temps réel de l'équipartition et des relations de quadrature. Il est toutefois difficile d'analyser les quadratures électriques d'un hybride symétrique lorsqu'on se situe à l'extérieur d'un croisement à cause de la dépendance des sorties A.19 en  $\Gamma$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ . Dans le cas d'un hybride doublement asymétrique, la relation 2.46 ne dépend de  $\Gamma$  que pour une phase globale et on peut s'affranchir de la dépendance  $\alpha$  et  $\beta$  en tout temps. Il n'en reste pas moins que dans les deux cas, il est possible de faire

une mesure active durant l'étirage qui permette de déterminer si le composant est un hybride optique à la longueur d'onde voulue.

Le système proposé peut être complexifié pour s'affranchir de la contrainte  $|\alpha|$  et  $|\beta| = 1$ . On y arrive en prenant les opérations sur les sorties suivantes et en intégrant le signal de sortie sur une période significativement plus grande que la période caractéristique de  $\phi(t)$  (figure 2.9).

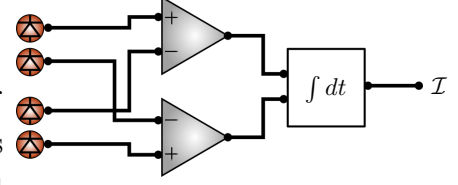


Figure 2.9 Opérations nécessaires pour obtenir l'intégrant de l'hybride.

$$P_3 - P_1 = 4|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma - \Theta) \quad (2.51a)$$

$$P_4 - P_2 = 4|\alpha||\beta| \cos(\phi + \Gamma + \Theta) \quad (2.51b)$$

Le produit normalisé de 2.51a et 2.51b en fonction de  $\phi'$  est représenté à la figure B.1. On y illustre que le produit  $\cos(\phi + \Gamma - \Theta) * \cos(\phi + \Gamma + \Theta)$  est impair en ordonnée si et seulement si  $\Theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n$ . Si on prend l'intégrale de ce produit sur une période  $T$  largement supérieure au temps requis pour que  $\phi(t)$  balaie l'intervalle  $[0, 2\pi]$ , on obtiendra que l'intégrant de l'hybride, définit comme

$$\mathcal{I} = 4|\alpha||\beta| \int_0^T \cos(\phi + \Gamma - \Theta) * \cos(\phi + \Gamma + \Theta) dt \quad (2.52)$$

sera nulle lorsque  $T \rightarrow \infty$  si et seulement si  $\Theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n$ , en autant que  $\alpha$  et  $\beta \neq 0$ .

Ceci nous donne une métrique dont on peut suivre l'évolution lors de l'étirement du composant. Il s'avère d'ailleurs que cette métrique n'est pas respectée pour un hybride symétrique (démonstration à l'annexe A). Les opérations présentées à la figure 2.9 peuvent être faites par un circuit analogue ou encore numériquement. Le principe de fonctionnement de ce circuit est similaire à celui d'un circuit sensible en phase qu'on retrouve dans des amplificateurs lock-in.

Notez aussi que cette approche est peu sensible aux valeurs  $|\alpha|$  et  $|\beta|$ , en autant qu'elles soient suffisantes pour qu'on obtienne un signal lisible en sortie, ce qui implique qu'il n'est pas nécessaire que le WIC à l'entrée du système soit parfait (séparateur 50% en puissance sur l'ensemble du spectre voulu). Il en va de même pour chaque composant du système de



mesure des quadratures électriques. Ceci facilitera grandement la réalisation du système.

### Dépendance en longueur d'onde

Nous avons montré que la fabrication d'un hybride doublement asymétrique était en théorie compatible avec l'utilisation d'une métrique dépendant faiblement de la réponse en longueurs d'onde du montage d'analyse des quadratures électriques. Nous avons aussi montré qu'un coupleur doublement asymétrique était en théorie inconditionnellement équipartiteur de puissance à toute longueur d'onde. Il n'est toutefois pas aussi clair comment ses propriétés de lecture en phase seront dépendantes en longueur d'onde. Le développement en série de puissance au premier ordre de 2.49 autour de  $\Theta = \frac{\pi}{4}$  donne

$$\text{atan}\left(\frac{\cos(\phi + \Gamma - \Theta)}{\cos(\phi + \Gamma + \Theta)}\right) \approx \phi + \Gamma + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n + \sin(2\phi + 2\Gamma) \left(\Theta - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.53)$$

$$\epsilon < \left|\left(\Theta - \frac{\pi}{4}\right)\right| \quad (2.54)$$

Au premier ordre, l'erreur ( $\epsilon$ ) sur la mesure de  $\phi$  est donc donnée directement par l'erreur sur  $\Theta$ . La dépendance en longueur d'onde de l'hybride dépendra donc de la vitesse à laquelle la phase  $\Theta$  s'accumule le long du coupleur. On rappelle que  $\Theta$  dépend directement de la moyenne entre les phases  $\mathcal{D}$  et  $\mathcal{E}$ , qui correspondent aux coefficients de couplage diagonaux intégrés le long du coupleur.

Pour pouvoir procéder à l'analyse numérique de la dépendance en longueur d'onde de l'hybride doublement asymétrique, il est plus facile de travailler dans une représentation en terme des  $\mathcal{L}_i$  uniquement. Pour ce faire, on utilise les relations suivantes :

$$\Gamma - \Theta = \mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3}{2} \quad (2.55a)$$

$$\Gamma + \Theta = -\mathcal{L}_4 + \frac{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3}{2} \quad (2.55b)$$

$$\implies d\Theta = \left[ \frac{\lambda_2 + \lambda_3}{2} - \frac{\lambda_1 + \lambda_4}{2} \right] dz \quad (2.55c)$$

qu'on trouve en utilisant les équations 2.38, (2.4a) et (2.10).

On montre facilement que seuls les petits ITR contribuent au facteur de phase  $\Theta$ .

Lorsque  $\text{ITR} \rightarrow 1$ , on rappelle qu'on a  $\lambda_1 = \lambda_2 > \lambda_3 = \lambda_4$

$$\implies d\Theta \approx 0 dz$$

Pour les ITR intermédiaires, on utilise l'équation 2.7

$$\implies d\Theta \approx 0 dz$$

Lorsque  $\text{ITR} \ll 1$ , on rappelle qu'on a  $\lambda_1 > \lambda_2 = \lambda_3 > \lambda_4$ . À l'aide des équations (2.8a) à (2.8d).

$$\implies d\Theta \approx -2\bar{D} dz$$

Pour obtenir un hybride optique achromatique, on devra à la fois respecter l'équation (2.48) et s'assurer que  $\Theta(\lambda)$  varie le plus lentement possible quand on change la longueur d'onde. On veut donc obtenir une expression des premières dérivés de  $\Theta(\lambda)$  pour pouvoir les annuler et ainsi rendre  $\Theta$  plat autour d'une zone d'intérêt.

L'équation 2.55c peut aussi être écrite sous la forme

$$d\Theta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ \frac{n_{2\text{eff}} + n_{3\text{eff}}}{2} - \frac{n_{1\text{eff}} + n_{4\text{eff}}}{2} \right] dz \quad (2.56)$$

Cette forme donna la dépendance de  $\Theta$  sur un petit élément,  $dz$ , de longueur du coupleur.

La forme (2.56) ne prend toutefois pas en compte la dépendance des indices effectifs en longueurs d'onde. Pour ce faire, on prend la dérivé par rapport à  $\lambda$  et après quelques simplifications, on obtient la forme dépendante de la longueur d'onde suivante :

$$\frac{d\Theta}{d\lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \int_0^L \left[ \frac{n_{2g} + n_{3g}}{2} - \frac{n_{1g} + n_{4g}}{2} \right] dz \quad (2.57)$$

où  $n_{ig} = n_i - \lambda \frac{dn_i}{d\lambda}$  est l'indice de groupe associé au supermode d'indice  $i$ .

Cette forme est très intéressante, puisqu'elle établit de façon claire les paramètres qui donnent la dépendance en longueur d'onde d'un hybride doublement asymétrique. Le premier terme varie inversement en longueur d'onde, et limite notre capacité à rendre un dispositif complètement indépendant en longueur d'onde. Toutefois, le terme entre parenthèses a le potentiel d'être positif pour certains ITR et négatif pour d'autres, ce qui ouvre la porte à la possibilité que l'intégrale soit près de zéro pour une géométrie de guide fixe et une certaine longueur  $L$ .

La dépendance en longueur d'onde des indices effectifs provient de deux sources : la dépendance de la forme des champs (à profil d'indice constant) et la dépendance du profil d'indice en longueur d'onde (dépendance du matériau).

Pour avoir une idée de la dépendance en longueur d'onde à profil constant, on peut regarder le comportement de  $\Theta$  en fonction de l'ITR, car doubler la longueur d'onde revient à réduire le composant d'un facteur 2 et vice versa. Des simulations menées par nos prédécesseurs [8]

ont montré que pour des structures symétriques à 4 fibres, il est possible d'utiliser le degré de fusion pour contrôler la forme de  $\Theta(\text{ITR})$ . Ces résultats sont présentés à l'annexe C. Par exemple, la courbe  $f = 0,7$  à la figure C.1 est très aplatie sur la plage  $\text{ITR} \in [0,15; 0,35]$ . Ceci nous donne un premier outil permettant de contrôler l'achromaticité d'un hybride optique.

Pour étudier l'influence de la dépendance en indice du matériau, il est nécessaire de résoudre l'équation des modes scalaires pour des longueurs d'onde voisines en tenant compte de la dépendance en longueur d'onde de l'indice de matériau. Ce faisant, on peut calculer les  $n_{2\text{eff}}$  par différence finie et calculer (2.57) à la longueur d'onde d'intérêt de notre dispositif.

Finalement la dépendance en longueur d'onde au deuxième ordre de  $\Theta$  est donnée en dérivant (2.57) une deuxième fois par  $\lambda$  ce qui donne :

$$\frac{d^2\Theta}{d\lambda^2} = -\frac{2}{\lambda} \frac{d\Theta}{d\lambda} + \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{1}{2} \left[ \frac{d^2 n_{2\text{eff}}}{d\lambda^2} + \frac{d^2 n_{3\text{eff}}}{d\lambda^2} - \left( \frac{d^2 n_{1\text{eff}}}{d\lambda^2} + \frac{d^2 n_{4\text{eff}}}{d\lambda^2} \right) \right] dz \quad (2.58)$$

qui est calculé de manière similaire.

Pour un profil d'indice fixe  $\frac{d\Theta}{d\lambda}$  et  $\frac{d^2\Theta}{d\lambda^2}$  ne dépendent que des indices effectifs, de la longueur totale,  $L$ , du dispositif et de la longueur d'onde.

### Conclusion intermédiaire

Le coupleur doublement asymétrique présenté dans ce chapitre possède des propriétés exceptionnelles. Comme l'avait montré notre prédécesseur [9], il permet d'obtenir une équipartition en longueur inconditionnelle lors de l'étirage et parfaitement indépendante en longueur d'onde, et il ne nécessite qu'une seule condition devant être respectée lors de l'étirage pour se comporter comme un hybride optique. Nous avons montré qu'il existe un intégrant,  $\mathcal{I}$ , qui nous indique à quel moment l'étirage doit se terminer pour obtenir un hybride optique. L'hybride optique obtenu à partir d'un coupleur doublement asymétrique possède aussi une dépendance en longueur d'onde qui s'exprime simplement et est indépendante de la pente normalisée, ce qui permet de croire qu'il sera possible de fabriquer des hybrides optiques indépendants en longueur d'onde.

Notre capacité à fabriquer des hybrides optiques est limitée principalement par notre habileté à fabriquer des préformes fusionnées à 4 fibres. Les chapitres 3 et 4 exposent notre approche pour tenter de résoudre ce problème.

## CHAPITRE 3 MÉTHODE DE FABRICATION

### 3.1 Protocole de fusion étirage à l'aide d'une flamme de propane

Au chapitre 4, on s'intéresse à décrire le comportement d'effilage de fibres uniques et de coupleurs directionnels comme l'hybride doublement asymétrique décrit au chapitre 2. Pour obtenir des performances réelles se rapprochant des prédictions faites dans ces chapitres, il est essentiel de bien contrôler la forme des structures de verre fabriquées.

Le procédé de fabrication de coupleurs directionnels se fait en deux étapes : la fusion et l'étirage. Ceci sépare la fabrication du profil transverse et longitudinal du composant. La fusion sert à fixer le profil transverse du guide et à obtenir une structure monolithique à partir des fibres individuelles. L'étirage sert à contrôler la pente,  $\frac{d\rho}{dz}$ , la longueur et l'ITR final du dispositif. Lors de l'étirage, le profil d'indice ne subit qu'une homothétie (les proportions sont conservées). La condition de transformation homothétique est nécessaire pour pouvoir utiliser la description du critère d'adiabaticité, tel que fait à la section 2.3.

La figure 3.1 présente un schéma du montage de fusion étirage. Des blocs en étain servent à maintenir la position relative des fibres et à les tendre lors de l'étirage. Le corps des blocs possède une rainure qui sert à accueillir les fibres gainées (avec leur gaine de plastique) et à les maintenir fermement en place à l'aide d'un clapet en prévision de l'étirage.

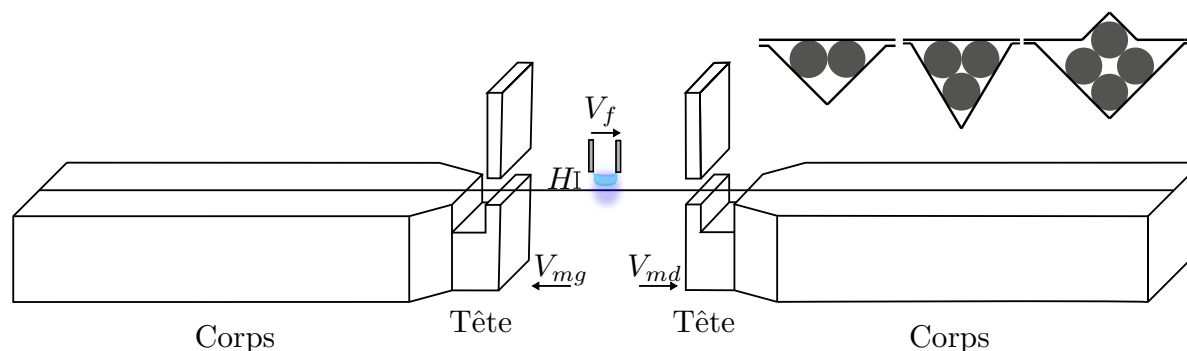


Figure 3.1 Montage de fusion étirage. Les fibres sont placées dans une rainure et maintenues en place par une masselotte. La rainure sur la tête des blocs est adaptée pour des fibres dénudées et la rainure sur le corps du bloc pour des fibres gainées. Les fibres sont fermement maintenues en place par un clapet sur le corps des blocs (non présenté sur le dessin). Les blocs sont fixés sur des montures ajustables à 4 degrés de liberté, lesquelles sont fixées sur des «step motors» qui permettent de mettre la structure sous tension. La position d'une buse de bijoutier est contrôlée par trois «step motors». Nous utilisons une flamme de propane-oxygène, mais elle peut être remplacée par une électrode ou encore un laser CO<sub>2</sub>. En haut à droite : la forme des rainures est ajustée selon le type de coupleur qu'on veut fabriquer. Le cou permet de faire la transition entre les fibres gainées et les fibres degainées, qui sont

maintenues en place par la tête des blocs. Celle-ci possède une rainure et une masselotte qui permettent de maintenir les fibres dégainées dans la géométrie désirée. Dans la section centrale, les fibres sont laissées libres, mais elles sont suffisamment rigides pour toujours être en contact. Cette section sert à exposer les fibres à une flamme prémélangée de propane et d'oxygène. Les blocs doivent régulièrement être alignés de telle sorte que les fibres soient en contact sur tout l'espace libre entre les blocs.

Les blocs d'étain sont d'abord usinés avec des méthodes conventionnelles à l'aide d'une machine-outil à commande numérique (CNC) (Thormac PCNC 1100). Les rainures sont ensuite fabriquées à l'aide d'un tour muni d'une pointe de diamant (Nanotech 250UPL), dont la précision sur la position est de 12,5 nm. Celui-ci a été modifié pour permettre la fabrication de pièces dont la géométrie n'est pas cylindrique.

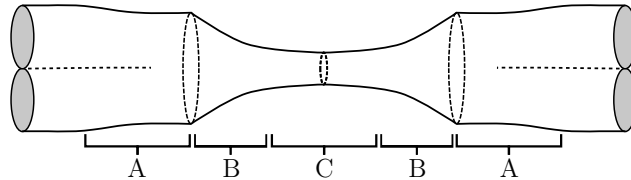


Figure 3.2 Représentation par segment d'un coupleur fusionné. A : Transition fibres individuelles fibres fusionnées. B : Réduction par effilage. C : Section de diamètre constant.

Le composant final sera constitué de trois segments (voir figure 3.2) :

- Segment A Une transition entre les fibres côte à côte non fusionnées et la structure de verre fusionnée finale. Cette section est formée lors de l'étape de fusion et est critique pour les propriétés mécaniques du dispositif et les pertes d'insertion du dispositif.
- Segment B Une transition au cours de laquelle le diamètre de la structure est réduit. Le profil transverse en chaque point au cours de cette transition détermine les constantes de propagation,  $\lambda_i$ , des supermodes et les coefficients de couplage normalisés,  $\underline{C}_{ij}$ , alors que la pente,  $\frac{d\rho}{dz}$ , fixe les coefficients de couplage,  $C_{ij}$ . Ce segment contrôle donc la quantité de couplage entre les supermodes.
- Segment C Une section de diamètre constant au centre du composant et de longueur  $L_{\text{Fin}}$ . Comme la pente est nulle durant ce segment, les coefficients de couplage,  $C_{ij}$ , entre les supermodes seront nuls et il n'y aura alors que du battement entre ceux-ci. Ce segment peut donc servir à contrôler la quantité de battement entre les modes.

### 3.1.1 Espace des paramètres de fabrication

Pour chaque nouveau composant, il est nécessaire de mettre au point une recette de fusion et une recette d'étirage. Ceci est nécessaire car nous ne possédons pour l'instant pas de modèle

prédictif de la réussite de ces étapes. Les recettes de fusion sont particulièrement difficiles à mettre au point. Cette sous-section a pour but de donner une appréciation de la taille de l'espace des paramètres de fabrication pour un composant.

Les principaux paramètres de fabrication sont :  $V_{mi}(t)$ , la vitesse des moteurs d'étirage ( $i =$  gauche ou droite);  $P_f(t)$ , la position horizontale de la buse;  $H(t)$ , la distance verticale entre la buse et la fibre;  $V_f(t)$ , la vitesse de balayage de la buse au-dessus du composant et  $F_i$  le mélange de flamme utilisé à chaque étape de la recette. Les recettes de fusion peuvent prendre aussi peu que 10 s et jusqu'à quelques minutes et les recettes d'étirage prennent habituellement entre 100 et 1000 s.

La liste suivante délimite l'espace des recettes utiles. Il s'agit d'une délimitation grossière basée sur mon expérience en laboratoire et sur les limites de nos appareils. Les valeurs dénotées par  $\Delta$  correspondent au plus petit incrément utile par lequel j'ai eu à calibrer certaines recettes.

- $V_{mi} \in [1, 100] \mu\text{m/s}$ ;  $\Delta V_{mi} = 2 \mu\text{m/s}$
- $P_f(t)$  est défini exclusivement par les équations présentées à la section 3.3.
- $H \in [0,5, 5] \text{ mm}$ ;  $\Delta H = 10 \mu\text{m}$
- $V_f \in [0,5, 10] \text{ mm/s}$ ;  $\Delta V_f = 50 \mu\text{m/s}$
- $F_i \in [2, 5] \text{ cm}^3/\text{min}$ ;  $\Delta F_i = 0,1 \text{ cm}^3/\text{min}$  de propane pour l'effilage
- $F_i \in [7, 20] \text{ cm}^3/\text{min}$ ;  $\Delta F_i = 0,1 \text{ cm}^3/\text{min}$  de propane pour la fusion

Si on considère une recette de coupleur simple (Fusion en une étape et étirage en une étape), on peut estimer à environ 20 milliards le nombre de recettes différentes permettant théoriquement d'obtenir le même composant.

La mise au point d'une recette d'effilage peut prendre de quelques jours à quelques semaines de travail. Une fois que les paramètres d'une recette d'effilage sont fixés, elle est habituellement hautement reproductible. La mise au point d'une recette de fusion peut prendre plusieurs mois et dans le cas de structures à 3 et 4 fibres, il nous est encore impossible de produire de manière reproductible des fusions de qualité.

Pour un dispositif à 4 fibres, on définit une «fusion de qualité» comme étant une structure monolithique fusionnée dont les centres des guides d'onde individuels forment un carré parfait sur l'ensemble de la structure et dont les pertes en transmission sont négligeable. On se fixe comme objectifs ces pertes soit inférieur à 0,5 dB.

De manière similaire, la mise au point de recettes d'effilage de tubes creux s'est avérée beaucoup plus longue et moins reproductible que des effilages de structure pleine. Comme nous en discuterons à la section 3.2.2, nous sommes parvenus à contrôler l'effondrement de ces tubes en calibrant les paramètres de la flamme,  $H(t)$  et  $V_f(t)$ . Il existe toutefois des méthodes

d'effilage de fibres creuses qui consistent à mettre l'intérieur du tube sous pression contrôlée lors de l'effilage, [22].

### **Faiblesses de notre approche**

Dans cette sous-section, on survole certaines faiblesses importantes de notre processus de fabrication de coupleurs. La fabrication de coupleurs fibrés est un processus difficile et plusieurs aspects de notre approche pourraient être plus rigoureux, ce qui en retour devrait faciliter la passation du savoir, la compréhension des problèmes rencontrés et la reproductibilité de nos tests.

Connaître de manière non ambiguë la température du verre accélérerait grandement le processus de la mise au point de recettes. Dans l'état actuel des choses, l'expérimentateur doit se baser sur son intuition physique pour interpréter la dynamique d'échauffement de la structure de verre et son effet sur le processus de fusion et d'étirage. Pour faire progresser cet aspect du procédé, les points suivants doivent être résolus :

- L'absence de mesure directe de la température : on ne connaît ni la température de la flamme ni celle du verre.
- L'absence d'un modèle simple de la combustion.
- L'absence de modélisation de l'interaction entre la flamme et le verre.

L'interaction entre la flamme et la structure de verre est hautement complexe et pourrait en elle même faire l'objet d'un travail de recherche complet. Plusieurs méthodes ont été proposées pour mesurer l'échauffement du verre et l'interaction avec la flamme durant le processus de fusion étirage. Tout d'abord, une simple caméra thermique montée sur un microscope en champ large permettrait de mesurer la température à la surface et en proximité de la flamme. Les fibres optiques (en verre) thermalisent rapidement et il sera essentiel de connaître la température du verre, lorsque plongé dans la flamme. Une méthode possible est de mesurer le rayonnement du corps noir guidé dans le verre lors de l'échauffement. Des essais dans cette direction sont présentement menés au LFO. Aussi, des systèmes commerciaux se basant sur la spectroscopie Raman permettent d'obtenir la distribution de température et des espèces chimiques à l'intérieur d'une flamme. Ces appareils pourraient potentiellement être adaptés à nos besoins et pourraient permettre une analyse dynamique de l'interaction entre la flamme et le verre durant l'étirage.

Connaître la composition exacte du prémélange de gaz dans la buse nous éviterait d'avoir à recommencer la mise au point des recettes lorsqu'on veut changer de montage d'étirage. Dans l'état actuel des choses, les expériences sont reproductibles sur un même montage, mais pas en dehors faute d'une référence fiable commune. On connaît bien l'ordre de grandeur du

débit des gaz et la précision avec laquelle on peut ajuster la flamme, mais l'exactitude sur la valeur du débit est très mauvaise (peut facilement varier d'un facteur 2). Ceci nous rend aussi vulnérable aux bris de nos contrôleurs de gaz. Lorsqu'ils brisent, une grande partie de la mise au point doit être recommencée ce qui, dans certaines situations, peut prendre des mois de travail. On bénéficierait grandement de résoudre le point suivant :

- L'absence d'une calibration appropriée des contrôleurs de gaz.

Dans le même ordre d'idée, les faiblesses suivantes nous limitent dans notre habileté à améliorer nos procédés :

- L'absence d'un système de mesure standardisé et reproductible de profils transverses et longitudinaux.
- L'absence d'un système de référence objectif et commun entre les montages pour tous les degrés de liberté de ceux-ci.
- La nécessité d'avoir à régulièrement réaligner les blocs.

En standardisant l'ensemble des paramètres expérimentaux et la méthode d'analyse des structures obtenues, il nous serait possible de mettre en commun l'ensemble nos conditions expérimentales dans une banque de données locale. Ceci nous donnerait en retour la capacité de faire une méta-analyse de nos expériences et d'obtenir une délimitation précise de l'espace des paramètres adaptés pour chaque type de composant.

### 3.2 Processus de fusion

L'objectif de l'étape de fusion est de créer une structure monolithique à partir des fibres individuelles en vue de préparer le composant pour l'étape d'étirage. Nous appellerons préforme le produit résultant de la fusion. La fusion fixe définitivement la structure transverse du composant qui ne subira ensuite qu'une transformation homothétique lors de l'étirage. Arriver à fabriquer des structures fusionnées à plus de deux fibres de bonne qualité et avec un rendement en fabrication élevée est l'obstacle principal que nous devons franchir pour arriver à fabriquer des coupleurs à plus de deux fibres comme l'hybride doublement asymétrique.

La fusion n'est habituellement pas réalisée de la même manière selon qu'on essaie de fabriquer un composant à deux fibres ou un composant à plus de deux fibres. Pour les composants à deux fibres, il est suffisant d'utiliser des rainures de rapprochement comme illustré à la figure 3.1. Pour des structures à plus de deux fibres, on utilise habituellement un tube de verre comme support externe pour maintenir les fibres dans la configuration désirée lors de l'étirage, plus de détails ci-dessous. Cette méthode présente toutefois plusieurs inconvénients majeurs qui rendent la production régulière d'hybride optique impossible.



Peu importe l'approche utilisée, une flamme avec beaucoup de propane qu'on dit «chaude» survole les fibres qui collent, se déforment puis tendent à former une structure ronde qui minimise la tension de surface. Pour contrôler la section transverse d'un dispositif, on peut arrêter le processus de fusion plus ou moins tôt.

Pour quantifier le processus de fusion, on lui associe un degré de fusion  $f \in [0, 1]$ , où  $f = 0$  signifie «pas du tout fusionné» et  $f = 1$  signifie «complètement fusionné». Le degré de fusion peut rapidement être mesuré à partir d'une vue à vol d'oiseau du dispositif. Prenons l'exemple d'un coupleur à deux fibres. Lorsque  $f = 0$ , le diamètre de la structure est égal à la somme des diamètres des fibres individuelles,  $D_{\text{Oiseau}} = 2D_{\text{ini}}$ . Lorsque  $f = 1$  on a  $D_{\text{Oiseau}} = \sqrt{2}D_{\text{ini}}$  qu'on obtient par un simple calcul de conservation de l'aire. La valeur exacte de  $f$  peut ensuite être calculée à partir de  $D_{\text{Oiseau}}$ , elle dépend toutefois de la structure exacte étudiée, [23]. Pour le processus de fabrication, il n'est pas critique de connaître la valeur exacte de  $f$ . On se contente habituellement d'une appréciation qualitative de  $f$ .

Des modèles prenant en compte la diffusion des dopants ont été développés pour prédire la forme d'une section transverse du profil d'indice après fusion, [23]. Il ne s'agit toutefois pas de ce qui rend le processus de fusion difficile à implémenter.

Pour que le processus de fusion se déroule correctement, il est essentiel que les fibres collent ensemble lors du premier survol de la flamme et qu'elles conservent leurs positions relatives. Ceci doit être atteint uniformément sur l'ensemble du dispositif. Nous avons observé que la structure totale a tendance à tordre et que les fibres ont tendance à se séparer lors des premiers instants de l'étape de fusion. Ceci est particulièrement vrai pour des structures à plus de deux fibres. Nous n'avons malheureusement pas de modèle qui permette de comprendre ce comportement. Il s'agit pourtant d'une étape critique du processus de fabrication.

La suite de ce chapitre expose les progrès expérimentaux qui ont été faits dans le but d'obtenir des fusions symétriques et reproductibles.

### 3.2.1 Structure à plus de deux fibres.

Pour obtenir les propriétés exposées au chapitre 2, il est primordial que la fusion résulte en une préforme dont la coupe transverse soit de la forme ABAB (voir 2.2) et ce sur l'ensemble du dispositif. De plus, la technique de fabrication utilisée doit résulter en un bris de symétrie longitudinale (voir 2.6).

Dans la littérature, la fabrication de coupleurs à 3 fibres ou plus nécessite l'utilisation d'un tube de verre comme support externe, afin de forcer les fibres à rester dans la bonne configuration, [8,24].

Obtenir un tube en silice pure dont le diamètre interne est de la bonne dimension est très coûteux et le taux de réussite de fabrication de la préforme sera tout de même très bas.

Certains verres spécialisés, comme le verre Vycor, permettent de faire des tubes de taille précise plus facilement. Ils ont toutefois le défaut d'être d'indice plus élevé que la silice pure, ce qui dans notre cas rendra plus difficilement adiabatique. Il est donc préférable de ne pas les utiliser.

Dans le but d'obtenir un composant commercialisable en bout de ligne, il est indispensable d'obtenir un bon rendement pour la fabrication de préforme. Les taux de réussite en fabrication obtenue par nos prédécesseurs étaient de l'ordre de  $\sim 1/100$  ce qui est incompatible avec une production sur une base journalière. La majorité de nos efforts expérimentaux sont orientés sur la mise au point de méthodes de fabrication permettant de respecter la géométrie d'un hybride doublement asymétrique tout en simplifiant le processus de fabrication.

### 3.2.2 Premier concept de fabrication

Le premier concept de fabrication exploré consiste à utiliser des tubes 4 fois alésés<sup>1</sup> pour contourner certains problèmes associés à l'utilisation d'un seul tube.

Un tube 4 fois alésé dont les trous permettent d'accommoder une fibre standard ainsi que sa gaine de plastique est acheté d'un tiers<sup>2</sup> et coupés en segments de quelques centimètres.

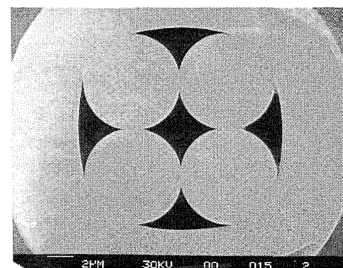


Figure 3.3 Coupe transverse d'un coupleur fabriqué à l'aide d'un tube Vycor, [24]. Les fibres individuelles font  $125 \mu\text{m}$  de diamètre et la structure totale environ  $500 \mu\text{m}$ .

1. L'alésage est le procédé par lequel on usine des cavités cylindriques dans une pièce.

2. On peut nommer par exemple : Technicalglass, Vitrocom, Fiber Optic Center, AIT precision glass technology et Friedrich & Dimmock, inc

1. Le tube est effilé jusqu'à ce que le diamètre interne de ces trous soit égal (ou légèrement supérieur) au diamètre des fibres utilisées.
2. Des fibres A et B sont insérées de chaque côté du tube et sont approchées jusqu'à ce qu'elles fassent contact au centre de l'effilage de sorte à former une épissure mécanique. Puis, on fait une épissure par fusion des fibres A et B à l'aide d'une flamme.
3. Cette préforme est ensuite étirée pour obtenir le composant recherché.

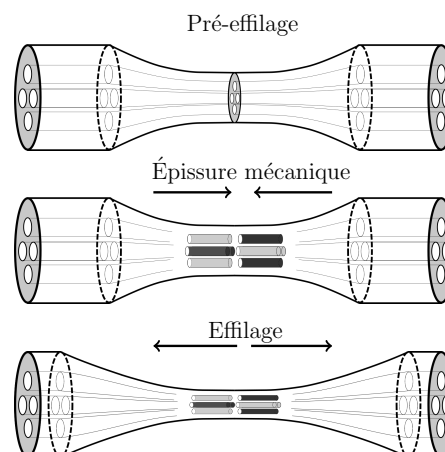


Figure 3.4 Premier concept de fabrication.

Cette méthode présente les avantages suivants.

- La géométrie du coupleur est assurée par le tube alésé et ne dépend pas d'un processus de collapse du verre.
- Le taux de réussite d'insertion d'une fibre ne dépend pas de l'insertion des autres fibres.
- La longueur de fibre dégainée à insérer dans le tube sera d'au plus quelques centimètres. Ceci devrait diminuer le risque de bris des fibres durant l'insertion et la probabilité qu'une saleté soit insérée à l'intérieur du tube du même coup.
- Les alésages d'entrée étant significativement plus gros que la taille des fibres, celles-ci sont faciles à insérer.
- L'effilage de la structure aligne naturellement les fibres au centre.

Ainsi, l'utilisation de tubes plusieurs fois alésés devrait permettre d'obtenir des structures de qualité similaire à celles obtenues avec des tubes simplement alésés tout en ayant un bien meilleur rendement en fabrication.

Ce procédé comporte toutefois de nouvelles difficultés et de nouvelles méthodes de fabrication doivent être développées :

1. Pour étirer des structures creuses et ce idéalement de manière homothétique.
2. Pour être capable de faire des épissures par fusion au centre du dispositif.
3. Pour étirer des épissures sans induire de pertes ou de couplage indésirable.

Pour aborder ces nouvelles difficultés, nous avons choisi de simplifier le problème en commençant par développer ces méthodes sur des tubes simplement alésés n'accueillant qu'une seule fibre à la fois.

## Développement de méthode pour des tubes simplement alésés.

Une série d'expériences ont été conduites sur des tubes une seule fois alésés afin d'établir les protocoles nécessaires pour en faire l'effilage homothétique, puis faire une épissure par fusion au centre de ceux-ci et étudier les pertes lors de l'étirage de ces structures.

Les tubes utilisés avaient typiquement un diamètre externe  $OD \approx 400 \mu\text{m}$  et un diamètre interne  $ID \approx 290 \mu\text{m}$ . On mesurait l'ID et l'OD des tubes avant et après les recettes d'effilage testées à l'aide d'un microscope optique doté d'une caméra et d'une cible de calibration micrométrique. L'objectif était de réduire à un ID de  $125 \mu\text{m}$  (plus 1 moins 0)<sup>3</sup> et ce de manière reproductible. En conduisant des essais d'étirage symétrique, deux problèmes principaux se sont révélés lors des premiers essais d'effilage de tubes alésés : un collapse de l'ensemble de la structure et un collapse supplémentaire aux extrémités des balayages.

Pour obtenir un effilage homothétique, il faut que la température du verre soit suffisamment haute pour qu'il puisse être étiré sans casser mais suffisamment faible pour éviter un collapse du tube, voir figure 3.5. Le collapse de l'ensemble de la structure peut être limité en utilisant une flamme «froide», comme on utilise pour l'étirage d'une fibre. On garde  $|V_f|$  constant. On calibre la fonction  $H(t)$  pour que la flamme soit plus éloignée lorsque le diamètre du tube est plus petit, de sorte à limiter un collapse du tube rétréci.  $H(t)$ , la distance verticale entre la flamme et le tube, est une fonction affine.

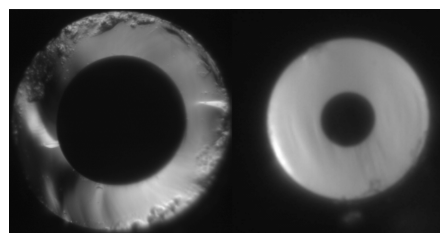


Figure 3.5 Transformation non homothétique d'un tube simplement alésé. À gauche le tube initial ( $OD \approx 400 \mu\text{m}$ ). À droite le tube effilé ( $OD \approx 170 \mu\text{m}$ ). Les photos ont été ajustées pour être de taille comparable.

Un collapse supplémentaire se produit aux extrémités du parcours de va-et-vient de la flamme d'étirage où elle passe environ deux fois plus de temps, voir figure 3.6.

3. Le terme «plus 1 moins 0» signifie qu'on tolère que le diamètre soit légèrement supérieur, mais pas légèrement inférieur à la valeur indiquée.

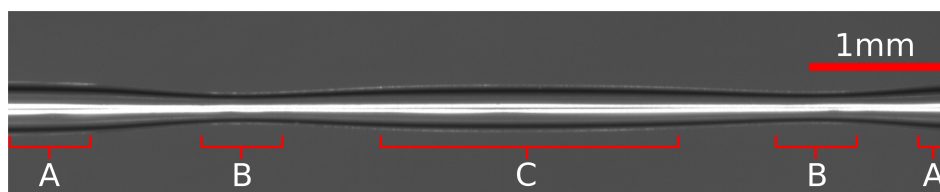


Figure 3.6 Collapse à l’apex des balayages. A : le tube initial. B : L’apex de la zone de balayage. Le tube est effilé, ce qui lui confère un diamètre externe plus petit. C : Le centre de la zone d’effilage sans collapse.

Pour remédier à ce problème, des recettes appelées «recettes d’étirage synchrone» ont été développées. Dans celles-ci, la flamme balaie une zone quelques millimètres plus large que nécessaire et les moteurs d’étirage ne sont actifs que lorsque la buse se trouve sur son parcours habituel. Le collapse situé aux apex du mouvement de va-et-vient de la buse est déplacé à l’extérieur de la zone effilée ce qui permet d’obtenir une zone centrale de diamètre uniforme, voir figure 3.7.

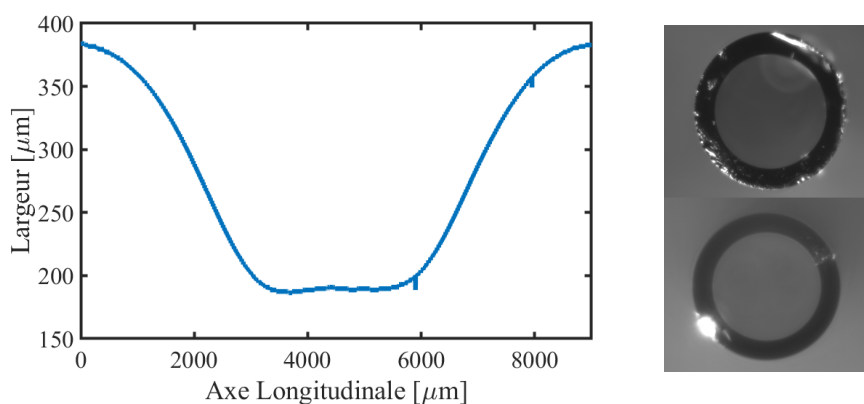


Figure 3.7 Effilage homothétique obtenu avec étirage synchrone. (Gauche) Le profil mesuré d’un effilage homothétique. (Droite en haut) Le tube avant étirage ( $OD \approx 400 \mu\text{m}$ ). (Droite en bas) le centre du tube après étirage ( $OD \approx 175 \mu\text{m}$ ). Les photos ont été ajustées pour être de taille comparable. Le profil a été obtenu à l’aide d’une série de photos prises avec un microscope survolant le montage d’étirage, puis traitées à l’aide d’un algorithme de détection de frontière.

Malgré une amélioration conséquente, il reste un collapse résiduel des tubes près des extrémités (autour des positions  $3500$  et  $5500 \mu\text{m}$  sur l’axe longitudinal). Celui-ci correspond à un effondrement  $\sim 3 \mu\text{m}$  du diamètre externe et n’est perceptible qu’à l’aide d’un algorithme de détection de frontière.

Les recettes d’étirage synchrone nous ont aussi permis d’obtenir des effilages parfaitement homothétiques au centre la structure. Par exemple, à la figure 3.7 (Droite en bas), les ITR du

diamètre interne et du diamètre externe différent de moins de 1%, ce qui demeure en dessous de la précision sur les mesures effectuées.

L'annexe H présente plus de détails sur la reproductibilité obtenue et la caractérisation des recettes d'effilage de tubes simplement alésés. On y montre entre autres que chaque demi-cycle de balayage correspond à un incrément de l'ITR<sub>ID</sub> au centre de l'effilage de 0,0021. Nous indiquons qu'on peut réduire le diamètre interne du tube à coup d'environ 0,6  $\mu\text{m}$  à chaque demi-cycle de balayage.

La méthode développée permet de grandement réduire le collapse du tube près des extrémités du balayage, mais ne permet pas de l'éliminer complètement. L'intérieur du tube sera donc plus étroit aux extrémités qu'au centre. Ceci nuit à notre capacité de faire des effilages dont l'ID central est de 125  $\mu\text{m}$  (plus 1 moins 0) ce qui en retour nous empêche d'obtenir des épissures de qualité au centre du dispositif.

### Épissure par fusion à l'intérieur d'un tube

Après s'être assurés d'être capable d'étirer des tubes simplement alésés de manière reproductible, d'avoir un bon contrôle du processus de collapse et du diamètre interne des tubes après étirage, nous avons procédé à des essais d'épissure par fusion à l'intérieur des tubes.

On utilise une flamme «chaude» du même type que celle utilisée pour faire des fusions. Les fibres formant une épissure mécanique doivent fusionner complètement de sorte à éviter qu'un vide se forme entre elles lors de l'étirage. Au moment où la flamme survole l'épissure, on avance les moteurs de  $\sim 10 \mu\text{m}$  pour compresser la structure et fermer l'écart entre les fibres. À la figure 3.8, on montre un des meilleurs résultats d'épissures par fusion fait à l'intérieur d'un tube effilé. Les pertes sont inférieures à 0,6 dB sur l'ensemble du spectre et aucun battement en longueur d'onde n'est visible.

Les deux facteurs qui semblent le plus importants pour la réussite de la fusion sont la qualité du tube effilé (le moins de collapse possible) et la qualité des clives utilisées.

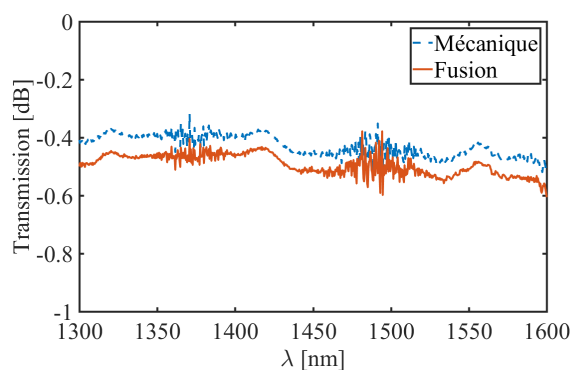
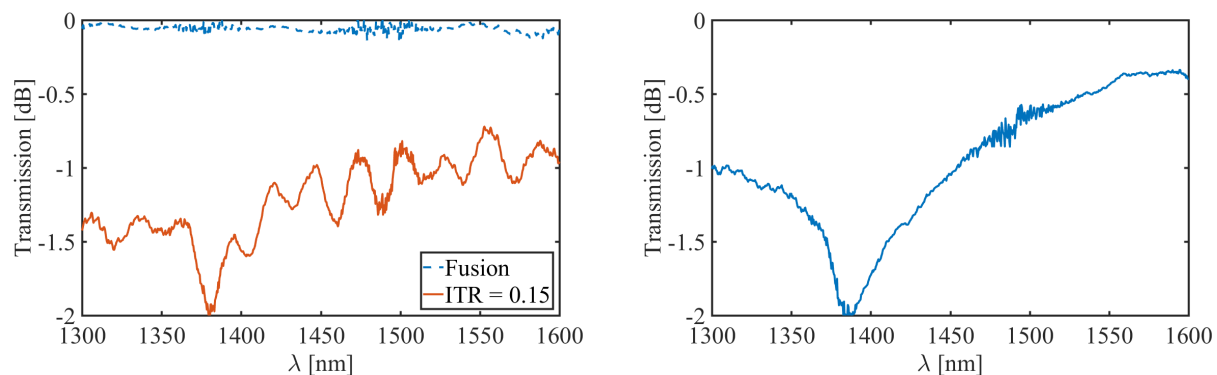


Figure 3.8 Épissure par fusion de SMF-28 à l'intérieur d'un tube effilé. Ces données en transmission ont été prises à l'aide d'une source large bande et d'un analyseur de spectre optique. Mécanique : La transmission lorsque les fibres sont alignées au centre de la structure. Fusion : Transmission après avoir chauffé avec la flamme de propane.

Le collapse aux extrémités, voir figure 3.7, nous empêche d'ajuster finement le diamètre interne à  $125 \mu\text{m}$ , ce qui permet aux fibres de se désaligner au centre de la structure. Les fibres doivent être alignées manuellement, et les épissures par fusion obtenues sont de moins bonne qualité.

Jusqu'à présent, les expériences avec des tubes donnent des épissures de bien moins bonne qualité que celles obtenues à l'aide d'une fusionneuse à arc conventionnelle. Le processus nécessiterait encore beaucoup de développement pour donner des épissures de qualité et être reproductible.

Malgré ces résultats décevants, nous avons tout de même procédé à faire des tests d'étirage d'épaisseur à l'intérieur de tubes. À la figure 3.9, on montre le meilleur résultat de fusion et d'étirage d'une épaisseur à l'intérieur d'un tube, et on le compare à l'étirage d'une épaisseur par fusion sans tube.



(a) Étirage d'une épaisseur par fusion SMF28-SMF28 (b) Étirage d'une épaisseur SMF28-SMF28 faite avec à l'intérieur d'un tube effilé. Fusion : la transmission après fusion. ITR = 0.15 : Transmission après l'étirage

Figure 3.9 Comparaison de l'étirage d'une épaisseur avec et sans tube. L'épaisseur à l'intérieur du tube était de qualité exceptionnelle, par rapport aux autres épissures avec tube. L'étirage est fait avec une recette à longueur de zone chaude constante,  $L_0 = 8 \text{ mm}$  et l'ITR final est de 0,15.

Ces résultats suggèrent 2 choses. Premièrement, lorsque la fusion à l'intérieur du tube est de bonne qualité il est possible d'obtenir un comportement similaire à celui d'une fibre étirée sans tube. Toutefois, il reste encore beaucoup de progrès à faire pour obtenir un procédé de qualité. Deuxièmement, l'étirage d'épaisseur en lui-même crée des pertes et est plus difficile que l'étirage d'une fibre simple.

## Conclusion intermédiaire

Le premier concept de fabrication (3.2.2) à base de structures de verre externe a été mis de côté suite à la découverte de propriétés intéressantes des fibres à double gaine.

Ces dernières sont compatibles avec des fusions très courtes, ce qui pourrait lever la nécessité d'avoir un tube de verre comme support externe lors de l'étape de fusion. Ceci aurait plusieurs implications pratiques facilitant grandement le processus de fabrication.

La mise au point d'une méthode de fabrication utilisant des tubes alésés s'est avérée fastidieuse et progressait très lentement. Nous avons donc recentré nos efforts autour de techniques de fusion ne nécessitant pas de support externe en verre, ce qui sera le sujet de la prochaine section et justifiera le chapitre 4.

Il n'est pas écarté qu'un procédé utilisant des tubes de verre plusieurs fois alésés puisse être utilisé pour fabriquer des coupleurs avec un bris de symétrie longitudinale, il faudra toutefois se débarrasser complètement du problème de collapse des tubes pour que le processus soit viable. Il existe des méthodes de pressurisation qui sont utilisées pour étirer des fibres creuses, [22]. Il serait définitivement intéressant d'importer ce procédé au LFO et de tester le principe sur des tubes plusieurs fois alésés.

### 3.2.3 Deuxième concept de fabrication

Le deuxième concept de fabrication a pour but de retirer le besoin d'avoir une structure de verre externe. Ceci simplifierait grandement le processus de fabrication en éliminant toutes les étapes intermédiaire associées à l'utilisation de tubes alésés, ainsi que les difficultés techniques leur étant associées. Le processus obtenu serait alors similaire à celui utilisé pour la fabrication de composants à deux fibres.

Lors d'une fusion sans tube, on observe, à l'aide de la caméra de survol, que les fibres se déplacent relativement les unes par rapport aux autres. Sous la flamme les fibres se déforment pour former une structure ronde et cette déformation induit des contraintes dans la structure qui déplacent les fibres.

Notre hypothèse de travail suppose qu'en réduisant l'espace central libre entre les blocs on limitera le déplacement des fibres ce qui devrait permettre d'augmenter le taux de réussite en fabrication. Ceci implique qu'on puisse faire des fusions très courtes. Celles-ci doivent être de qualité (bonne forme et sans pertes) et doivent être compatibles avec la fabrication de composants adiabatiques.

Elle nécessite toutefois, elle aussi, la mise au point de nouvelles méthodes de fabrication de



préformes fusionnées. On devrait toutefois pouvoir y transposer une grande partie de nos connaissances en fabrication de coupleurs fusionnés à deux fibres.

La nouvelle méthode de fabrication de préformes fusionnées enlèvera aussi la nécessité d'aligner le montage de fusion étirage en utilisant un bloc monolithique machiner pour aligner les fibres. Ceci devrait aussi contribuer à l'augmentation du taux de réussite en fabrication.

Pour tester notre hypothèse, il sera nécessaire de fabriquer une série de blocs d'espace central différent afin de démontrer qu'on obtient effectivement un gain en réduisant l'espacement.

Des blocs spécialisés pour la fusion, voir figure 3.10, ont été conçus. Ils sont faits d'une seule pièce d'étain machinée avec une grande précision. Ceci nous garantit un alignement parfait et enlève la nécessité de réaligner les blocs d'étirage sur une base journalière. L'espace libre au centre des blocs de fusion est significativement plus court que ce qu'il était possible d'obtenir avec les blocs standard (voir figure 3.1).

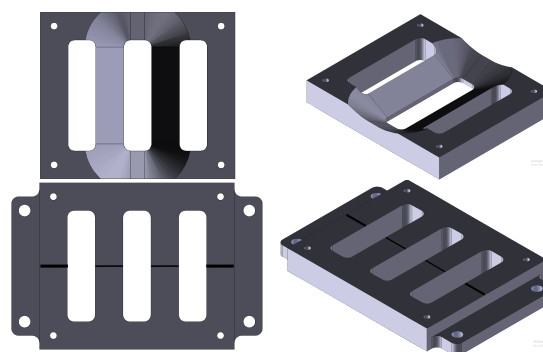


Figure 3.10 Premier prototype de bloc spécialisé pour la fusion de structure à 4 fibres. Les blocs sont constitués d'une base (partie inférieure) et d'une masselotte (partie supérieure). Les rainures de rapprochement des fibres sont retirées des blocs d'étirage pour être placées sur le bloc de fusion. Lorsqu'on dépose la masselotte, les fibres sont forcées à être en contact. Les deux rainures extérieures ont tout juste la taille pour accommoder les fibres gainées, et les rainures centrales ont tout juste la taille pour accueillir des fibres dégainées. Les surfaces et les rainures sont usinées à l'aide d'une pointe de diamant et d'une CNC (Nanotech<sup>®</sup> 250UPL) dont la précision sur la position est de 12,5 nm.

Notez qu'il serait possible d'ajuster le montage standard pour aussi obtenir un espace libre très court. Cela nécessitera toutefois des modifications majeures du montage de fusion étirage. L'utilisation de bloc spécialisé pour la fusion est plus élégante.

Le bloc de fusion est vissé en dessous des bloc d'étirage (voir figure 3.11), de sorte qu'il soit toujours au même emplacement sur le montage. Lorsque la fusion est terminée, on retire délicatement la partie supérieure (masselotte) et on enlève les vis pour retirer la partie inférieure. Le coupleur peut ensuite être étiré.

Les ouvertures rectangulaires externes ont comme fonction de faciliter la transition entre les rainures externes et internes. La largeur de l'ouverture centrale est de 6,35 mm, ce qui est environ 2 fois plus court que la plus petite ouverture centrale possible avec nos montages ha-

bituels. Les travaux de [10] (en combinaison avec nos observations) suggèrent que l'approche la plus reproductible pour obtenir de bonnes structures est de réduire la taille de l'ouverture centrale, tout en utilisant un processus de fusion rapide.

### 3.2.4 Tests de fusion sur des structures à 3 fibres.

Les premiers blocs de fusion reçus ont été conçus pour faire des structures symétriques à 3 fibres. Leur ouverture centrale est de 10 mm (3.11). Pour ces blocs, la structure transverse recherchée est parfaitement équilatérale. La figure 3.12 donne un exemple d'une structure symétrique. Les blocs de fusion sont malheureusement arrivés très tardivement dans le cycle de vie du projet, ce qui ne nous a pas laissé suffisamment de temps pour concevoir un protocole de fusion bien défini.

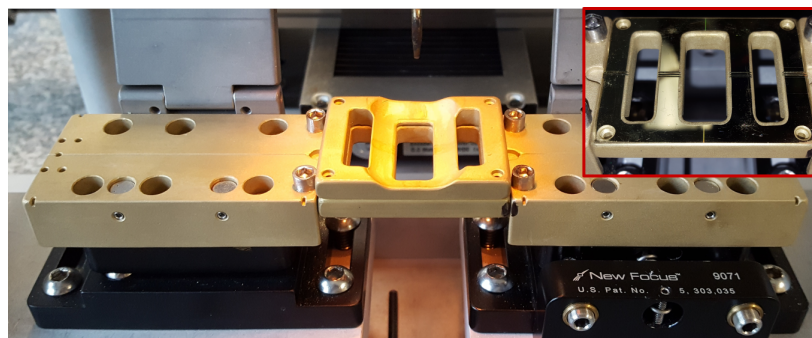


Figure 3.11 Photographie d'un bloc de fusion à 3 fibres. (Centre) Bloc de fusion à 3 fibres surmonté de sa masselotte et fixé sur les blocs d'étirage. (Haut droite) Gros plan de la base du bloc de fusion. La surface usinée (sans polissage) est suffisamment lisse pour être utilisée comme un miroir.

À la figure 3.12, on montre l'une des premières structures fabriquées avec les blocs de fusion. La transition en forme de «V» (en haut à droite) à l'entrée de la fusion est caractéristique d'une structure équilatérale [10]. Ce critère ne nous donne toutefois que de l'information sur le processus de fusion des deux fibres du haut et n'est pas suffisant pour conclure de la qualité de la coupe transverse, voir l'annexe F pour des informations supplémentaires sur les essais de fusion à 3 fibres. Pour juger de la qualité de la structure de manière non destructive, il serait nécessaire d'ajouter une caméra au point de vue orthogonal (vue de côté).

La transition à la sortie de la fusion (en haut à gauche) est caractéristique de pertes de fusion importantes, le passage de  $f \sim 1$  à  $f = 0$  étant trop rapide et la sortie étant asymétrique.

### Résumé des expériences de fusion à un passage

Le processus de fusion à un passage a été décrit dans [10]. Il consiste à obtenir un degré de fusion élevé en un seul survol de la structure de verre en utilisant une flamme «très chaude».

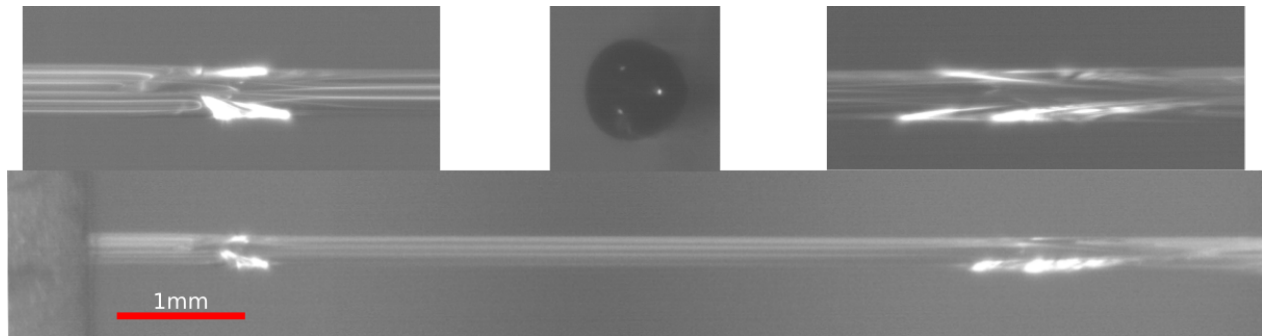


Figure 3.12 Exemple de bonne structure symétrique à 3 fibres. La fusion est faite sur plus de 6mm avec un protocole à un passage. Bas : Fusion forte sur plus de 6mm. Haut gauche : Transition à la sortie de la fusion. Haut droite : Transition à l'entrée de la fusion. (Haut centre) Coupe au centre avec illumination des coeurs.

Ce type de procédé nous a permis d'augmenter notre taux de réussite de fabrication de structure à 3 fibres, [10].

Plus d'une centaine d'essais ont été réalisés avec ces blocs dans le but de commencer la mise au point d'un protocole de fusion les utilisant. Le tableau F.2 de l'annexe F liste les conditions des 36 expériences pour lesquelles on possède une photographie de la coupe transverse d'une préforme, ou encore son spectre en transmission ( $\lambda \in [1,3;1,6] \mu\text{m}$ ).

Ces données ne nous permettent pas de fixer les paramètres d'un protocole de fusion, mais sont néanmoins encourageantes. 9 des 20 préformes coupées avec succès ont montré une structure symétrique, et 12 des 29 expériences pour lesquelles on a mesuré le spectre possédaient des pertes médianes  $< 1$  dB.

Dans l'état actuel des choses, sans avoir déterminé une recette de fusion optimale, on estime qu'entre 13 et 18 % des préformes fabriquées avec ces blocs auront une structure symétrique et des pertes  $< 1$  dB, voir l'annexe F. Il s'agirait donc de la méthode de fabrication de structure à 3 fibres symétriques avec le rendement le plus élevé que nous possédons.

### Conclusion intermédiaire

Ces résultats sont préliminaires et il sera nécessaire de réestimer ce rendement après avoir optimisé le processus de fusion. Puis, il sera nécessaire de mesurer les pertes en excès et la qualité de l'équipartition de puissance, [8–10], après étirage de la structure pour déterminer hors de tout doute si la géométrie respecte les critères voulus.

Il sera aussi essentiel de produire des blocs de fusion avec des espacements centraux variés

(entre 0,5 et 20 mm) et de quantifier le taux de réussite des structures fusionnées en fonction de l'espacement central. Les blocs de fusion à 3 fibres ont un espace libre centrale de 10 mm, à peine plus court que les 11 mm qu'il est possible d'avoir avec les blocs standard. Le gain en rendement est donc principalement dû à la qualité de l'alignement et non au fait que les blocs sont plus courts. Un seul essai de fabrication de préforme à 4 fibres a pu être réalisé avec les blocs présentés à la figure 3.10. Ce résultat est présenté à l'annexe G.

Finalement, il sera aussi essentiel de démontrer que le processus de fusion à un passage ne provoque pas de diffusion significative des dopants, et que l'évaporation du verre durant le processus est négligeable. Nous possédons des résultats préliminaires (non présentés ici) qui montrent que la diffusion des dopants est en fait moins importante lorsqu'on utilise un processus de fusion à un passage en comparaison aux recettes de fusion lente utilisées par le passé.

### 3.3 Procédés d'étirage

À la section 3.2.1 on s'est attardé à décrire les progrès relatifs à la fabrication de préformes fusionnées à plus de deux fibres. Contrairement à l'étape de fusion, l'étape d'étirage peut être modélisée simplement et avec un bon pouvoir de prédiction. Il s'agit aussi d'une étape beaucoup plus reproductible que la fusion, et conséquemment elle peut être mise au point beaucoup plus rapidement. La diffusion des dopants est négligeable, le processus est homogénéique et le volume est conservé.<sup>4</sup>

#### 3.3.1 Description d'un processus d'étirage symétrique.

##### Paramètre durant l'étirage

Pour décrire l'effilage, on adopte la notation l'article «The Shape of Fiber Tapers», [25], qui est exposé à la figure 3.13. La structure effilée finale a une zone centrale  $L$  de diamètre constant et deux zones  $z_{tr}$  dont la forme exacte,  $\rho(z)$ , est contrôlée par la vitesse de moteur d'étirage,  $V_m$ , et la longueur de la zone chaude à chaque instant,  $L(t)$  au cours de la recette. On considère pour l'instant un étirage symétrique dont la vitesse d'étirage est tout simplement la somme de la vitesse des moteurs individuels.

On utilise une flamme «froide» tout juste assez chaude pour que le verre puisse déformer

---

4. La diffusion des dopants provoqués par la méthode de fusion étirage avec une flamme de propane est habituellement négligeable, [19]. Toutefois, lorsqu'on change significativement les recettes de fabrication, il est commun d'évaluer la diffusion à l'aide d'un profileur d'indice. Ces résultats ne sont pas présentés dans le mémoire.

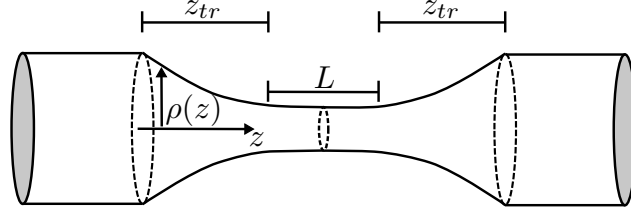


Figure 3.13 Paramètres d'un profil effilé.  $z$  est la coordonnée le long du composant,  $\rho(z)$  est le rayon de la structure de verre,  $L$  est la longueur de zone chaude,  $z_{tr}$  est la longueur de la zone de transition. Notez que l'ITR( $z$ ) est tout simplement  $\rho(z)/\rho_0$  où  $\rho_0$  est le rayon avant étirage de la structure. On définit également :  $V_m$  la vitesse d'étirage et  $x$  l'étirage total.

sans casser. On suppose également que la flamme chauffe uniquement un volume de verre cylindrique de température uniforme et que le verre est sous sa température de transition visqueuse partout ailleurs.

Lorsqu'on tend la structure, seule cette section cylindrique se déforme et la conservation du volume nous donne

$$\pi(\rho + \Delta\rho)^2(L + \Delta x) = \pi\rho^2L \quad (3.1a)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = -\frac{\rho}{2L(x)} \quad (1^{\text{er}} \text{ ordre}) \quad (3.1b)$$

$$\frac{\rho(x)}{\rho_0} = \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^x \frac{1}{L(x)} dx\right) \quad (3.1c)$$

ce qui nous permet de déterminer la forme d'un effilage lorsqu'on connaît ses conditions expérimentales.

$L(x)$  s'exprime comme

$$L(x) = \int_0^x \alpha(u) du + L_0 ; \alpha(0) = 0 \quad (3.2)$$

où  $\alpha(x)$  donne le taux de variation de  $L(x)$  (le nombre d'unités que gagne  $L$  pour chaque unité d'étirement). Les paramètres  $L(x)$  et  $\alpha(x)$  déterminent entièrement la forme finale obtenue.

Il est pratique d'imposer  $\alpha \leq 1$ , ce qui veut tout simplement dire que la zone chaude,  $L$ , ne peut pas progresser plus rapidement que la quantité d'étirage,  $x$ . À chaque instant  $t$  correspond une valeur d'étirement  $x$ , un point  $z$  le long de l'effilage et un rayon  $\rho(x)$ . Il n'y aurait pas de relation de bijection entre ces termes si on acceptait  $\alpha > 1$ , ce qui ne veut pas dire que c'est physiquement impossible.

On montre facilement la relation entre la longueur de la zone de transition,  $z$ , et le déplace-

ment des moteurs,  $x$  :

$$z(x) = \frac{1}{2}(x + L_0 - L(x)) \quad (3.3a)$$

$$\frac{dz}{dx} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{dL}{dx} \right) \quad (3.3b)$$

À l'aide des équations 3.1b et 3.3b on obtient directement

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{1}{L(x)(1 - \alpha(x))} \quad ; \alpha < 1 \quad (3.4a)$$

Ce qui nous donne une relation directe entre la pente normalisée,  $L(x)$  et  $\alpha(x)$  à tout instant au cours de l'étirage. Ceci est particulièrement utile, car on connaît habituellement déjà la pente normalisée qu'on obtient en choisissant une trajectoire sur le graphique du critère d'adiabaticité. Notez finalement que le signe  $(-)$  signifie qu'on décrit un composant qui rétrécit lorsque  $z$  croît. Il n'a pas d'importance pour le critère d'adiabaticité.

Sauf pour des cas particuliers, il faut résoudre numériquement le problème suivant

$$L(x) = \frac{f(x)}{1 - \frac{dL}{dx}} \quad (3.5a)$$

$$= \frac{f\left(\frac{x}{2} + \frac{1}{2} \int_0^x \frac{dL}{dx} du\right)}{1 - \frac{dL}{dx}} \quad (3.5b)$$

où l'on connaît  $f(z)$  et on a utilisé (3.3b).

### Étirage à longueur de zone chaude constante

Si on reprend l'équation (3.1c) et qu'on choisit  $L(x) = L_0, \forall x$  on a alors

$$\frac{\rho(x)}{\rho_0} = \exp\left(-\frac{x}{2L_0}\right) \quad (3.6)$$

$$z(x) = \frac{x}{2} \quad (3.7)$$

$$\frac{\rho(z)}{\rho_0} = \exp\left(-\frac{z}{L_0}\right) \quad (3.8)$$

qui décrit le rayon le long de la zone de transition. De plus, il est facile de montrer que l'équation (3.8) est une constante sur le critère d'adiabaticité.

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{L_0} \quad (3.9)$$

En se référant à la figure 3.13, la longueur totale d'un composant à longueur de zone chaude constante est

$$L_{tot} = 2z_{tr} + L_0 \quad (3.10)$$

$$= L_0 [1 - 2 \ln \text{ITR}_f] \quad (3.11)$$

où  $\text{ITR}_f$  est l'inverse du taux de réduction final au centre du composant. Cette équation sera utilisée pour estimer la longueur d'un composant seulement à partir du minimum de son critère d'adiabaticité (qui nous donnera  $L_0$ ) et de l' $\text{ITR}_f$  visé.

### Étirage à longueur de zone chaude linéaire

Le deuxième cas analytique intéressant est celui où l'on pose une zone chaude variant linéairement.

$$L(x) = \alpha x + L_0 \quad ; \quad \alpha \text{ est constant.} \quad (3.12)$$

Résoudre l'équation 3.1c donne alors directement

$$\frac{\rho}{\rho_0}(x) = \left[ \frac{\alpha}{L_0} x + 1 \right]^{-\frac{1}{2\alpha}} \quad ; \quad \alpha \leq 1, \quad \alpha \neq 0 \quad (3.13)$$

$$z = \frac{x}{2}(1 - \alpha) \quad (3.14)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0}(z) = \left[ \frac{\alpha}{L_0} \frac{2z}{1 - \alpha} + 1 \right]^{-\frac{1}{2\alpha}} \quad (3.15)$$

et à l'aide des équations (3.4a) et (3.13), on trouve rapidement l'expression du critère d'adiabaticité en fonction de l'ITR

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz}(\text{ITR}) = -\frac{\text{ITR}^{2\alpha}}{L_0(1 - \alpha)} \quad (3.16)$$

On remarque les cas particuliers suivants. Lorsque  $\alpha \rightarrow 1$ , la pente normalisée  $\rightarrow -\infty$ . La zone de transition est de longueur nulle et le composant passe directement  $\text{ITR}_i$  à  $\text{ITR}_f$ . Lorsque  $\alpha \rightarrow 0$ , on retrouve le critère d'adiabaticité d'une recette à longueur de zone chaude constante. Lorsque  $\alpha = -0,5$ , l'équation (3.15) est une droite.

Notez aussi qu'une recette avec  $\alpha < 0$  implique un rétrécissement de la zone chaude, elle ne peut donc être utilisée que de manière transitoire sur une petite plage d'ITR.

### **Conclusion intermédiaire**

Les recettes d'étirage à longueur de zone chaude constante et variant linéairement sont particulièrement utiles, car la forme de l'effilage obtenu et la trajectoire sur le graphique de critère d'adiabaticité sont analytiques. Ceci permet de procéder à des itérations rapides des recettes d'étirage.

En laboratoire, on approxime une longueur de zone chaude  $L(x)$  par un balayage de largeur  $L(x)$  avec une flamme ponctuelle. On estime à environ 1 mm la plus petite longueur de zone chaude que nous sommes actuellement capable de faire.



## CHAPITRE 4 SIMULATION ET VALIDATION EXPÉRIMENTALE

Ce chapitre s'intéresse aux propriétés adiabatiques de dispositifs faits de fibre à double gaine. En recherchant des solutions pour faciliter la fabrication d'hybrides optiques doublement asymétriques, nous avons proposé d'utiliser des fibres à double gaine pour mitiger les pertes inhérentes aux épissures nécessaires pour fabriquer un bris de symétrie longitudinale. À notre grand étonnement, l'étude du critère d'adiabaticité d'effilage simple de ces fibres a révélé que la présence d'une gaine intermédiaire facilitait grandement la fabrication de structures adiabatiques très courtes.

Cette propriété des effilages de fibres à double gaine se généralise aux coupleurs et n'est pas documentée dans la littérature. Ce chapitre est une première caractérisation des propriétés adiabatiques de dispositifs fibrés à double gaine.

Comme expliqué au chapitre 3, pour augmenter le rendement en fabrication de préformes fusionnées, il sera nécessaire que les coupleurs fabriqués soient compatibles avec les préformes fusionnées courtes. Une préforme fusionnée de  $\sim 1$  mm correspond à la plus petite préforme fusionnée qu'il nous serait actuellement possible de fabriquer. Dans ce chapitre, on cherchera aussi à déterminer s'il est possible de modifier le profil d'indice des fibres utilisées afin d'obtenir des préformes fusionnées inférieures ou égales à 1 mm. On s'intéressera d'abord au cas d'effilage simple, puis on s'intéressera au cas des coupleurs à 2 et 4 fibres.

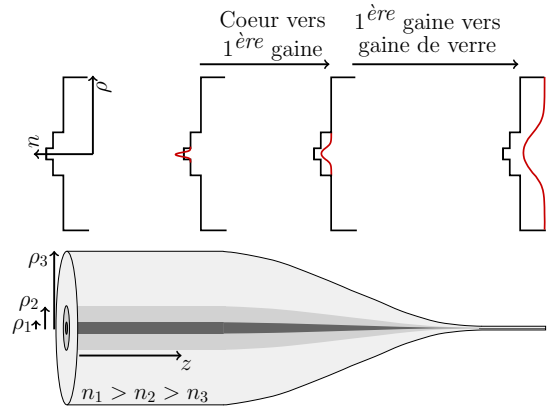


Figure 4.1 Transition du mode fondamental d'une fibre à double gaine. Le mode est d'abord guidé par le coeur de la fibre, puis à mesure que la fibre est effilée, il devient éventuellement guidé par la première gaine puis par la gaine de verre. La présence d'une gaine intermédiaire facilite la transition adiabatique des modes de coeurs. *N.B.* Les variables  $\rho_1$  et  $n_1$  seront souvent dénotées  $\rho_c$  et  $n_c$  pour *coeur* et les variables  $\rho_3$  et  $n_3$  seront souvent dénotées  $\rho_g$  et  $n_g$  pour *gaine de verre*.

Avant de procéder, on se doit de faire un rappel sur certaines caractéristiques du critère d'adiabaticité et de parler des métriques que nous utiliserons pour aborder le problème.

La figure 2.5 est reprise et modifiée pour mettre en évidence les métriques utilisées ainsi que les problèmes pratiques reliés à la fabrication d'effilage. La zone grise représente les pentes normalisées atteignables expérimentalement. Les paramètres  $L_{min}$  et  $L_0$  sont obtenues directement à l'aide du critère d'adiabaticité et le paramètre  $ITR_c$  est obtenu à partir des courbes d'indices effectifs.

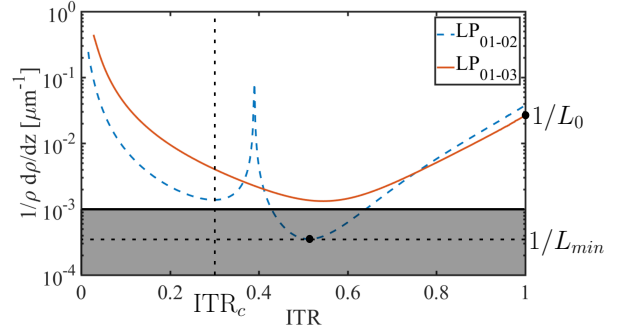


Figure 4.2 Introduction des métriques utilisées pour analyser les courbes de critères d'adiabaticité.

Ces paramètres ont été choisis pour simplifier l'analyse des critères d'adiabaticité. Ils seront amplement utilisés dans ce chapitre :

- La longueur de zone chaude initiale la plus courte,  $L_0$  (en mm) est donné par la valeur du critère d'adiabaticité à  $ITR=1$ .  $L_0$  dicte ultimement la longueur de la plus petite préforme fusionnée qui peut être utilisée pour fabriquer le dispositif. Idéalement, on veut pouvoir obtenir une longueur de fusion  $\leq 1$  mm pour des structures à 4 fibres.
- $L_{min}$  est la longueur de zone chaude qui permet de passer sous l'ensemble du critère d'adiabaticité.  $L_{min}$  est donnée par le minimum global du critère. Le minimum global du critère d'adiabaticité sera dénoté par la variable  $L_{min}$  en mm, qui correspond à la longueur de zone chaude au minimum du critère d'adiabaticité.
- L'ITR critique, dénoté  $ITR_c$ , représente le moment où un mode deviendra guidé par la gaine de verre. Pour un mode dénoté par l'index,  $n$ , ceci correspond à l'ITR pour lequel son indice effectif devient inférieur à l'indice de la gaine de verre. On s'attend généralement à ce que le couplage entre les modes des fibres individuelles devienne significatif rapidement après avoir atteint l' $ITR_c$ . Ce paramètre nous servira donc de métrique pour estimer l'ITR final d'un composant. Sauf sous mention contraire, l' $ITR_c$  est calculé pour le mode d'indice effectif le plus élevé.
- La longueur totale estimée d'un dispositif, dénotée  $L_{tot}$  est calculée pour une recette à longueur de zone chaude constante (équation (3.11)) pour laquelle on prendra  $L = L_{min}$  et  $ITR_f = ITR_c$ .

Un dernier point important concernant une de nos limitations techniques reste à discuter. Il nous est pour l'instant impossible expérimentalement d'effectuer des trajectoires descendantes abruptes sur le critère d'adiabaticité. Autrement dit, il est difficile de faire un composant pour

lequel la longueur de zone chaude doit grandement varier durant la fabrication. Ainsi, il est essentiel que  $L_{min} \approx L_0$ . Le composant idéal est donc court,  $L_{min}$  le plus petit possible et  $ITR_c$  le plus grands possible.

L'analyse faite dans cette section se veut principalement descriptive, on se contente de mettre en valeur certaines tendances dans le but d'identifier les scénarios pour lesquels l'utilisation de fibres à double gaine pourrait s'avérer avantageuse. On y explore les types d'effilages suivants : des effilages à géométrie cylindrique pour des fibres à coeur monomodal et bimodal ; des effilages de dispositifs symétriques et asymétriques à deux fibres et des effilages de dispositifs à 4 fibres symétriques ou encore de symétrie ABAB telle que présentée à la figure 2.3. Tester des types de profils d'indice plus exotiques et obtenir une analyse détaillée de chaque type d'effilages nécessitera une mise à jour des logiciels de simulation utilisés.

#### 4.1 Transitions adiabatiques dans des guides à géométrie cylindrique

Dans cette section, on s'intéresse à la transition du mode  $LP_{01}$  dans des effilages simples dont le profil d'indice possède la symétrie d'un cylindre. À l'aide de calculs numériques, on met en valeur la présence d'optimums pour des transitions à un mode ( $LP_{01}$ ) et des transitions à quelques modes. Des démonstrations expérimentales sont faites avec les fibres A et B que nous avons déjà en stock.

##### 4.1.1 Optimisation du critère d'adiabaticité de fibres à coeur monomode à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Une fibre à double gaine est définie par 6 degrés de liberté, voir figure 4.1, soit le saut d'indice et le rayon pour chaque transition d'indice. Comme le nombre de paramètres est bas, il nous est possible d'étudier le comportement du critère d'adiabaticité en fonction de chaque paramètre de manière exhaustive. On suppose que la fibre est toujours faite de verre (i.e. le saut d'indice air-verre est fixe), ce qui enlève un degré de liberté dans les simulations. De manière générale, on préférera fixer le rayon de la gaine externe et les paramètres du coeur pour obtenir une fibre avec de bonnes propriétés mécaniques et compatible avec des fibres standard.

Les coefficients de couplage et les indices effectifs ont été calculés numériquement pour les 5 modes d'indice effectif le plus élevé de la même famille azimutale (i.e. même  $l$ ). On ne représente habituellement que le couplage vers le(s) mode(s) le(s) plus contraignant(s). Il s'agit habituellement des modes dont l'indice effectif est le plus près de celui du mode d'intérêt.

### Fibres à saut simple

Commençons d'abord par l'étude du critère d'adiabaticité pour un saut d'indice simple. Les paramètres libres sont  $\rho_g$ ,  $\rho_c$  et  $\Delta n$ .  $\rho_c$  et  $\Delta n$  sont contraints par le fait que le coeur doit être monomodal, donc  $V < 2,41$ .

Dans la littérature, on retrouve quelques résultats de calculs de critère d'adiabaticité pour des fibres à saut simple. À l'annexe E, on présente le critère d'adiabaticité pour la famille  $LP_{0n}$  obtenu par [2] pour une fibre monomode de paramètres fixes (saut d'indice et géométrie) dont on fait varier le paramètre  $V$ , ce qui est équivalent à faire varier la longueur d'onde. Le mode  $LP_{01}$  se comporte de manière très similaire à celui d'une SMF-28 (Figure 2.5). En régime multimode,  $V > 2,41$ , le mode  $LP_{01}$  se situe largement au-dessus de  $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ . Par contre, tous les autres modes circulaires sont difficilement adiabatiques en régime multimode.

À la figure 4.3, on étudie l'influence du ratio  $\rho_{\text{gaine}} : \rho_{\text{coeur}}$  sur le comportement adiabatique de fibres monomodes. Les paramètres du coeur sont fixés :  $\rho_c = 4,1 \mu\text{m}$  et  $V_1 = 2$  et le rayon de gaine de verre est varié.

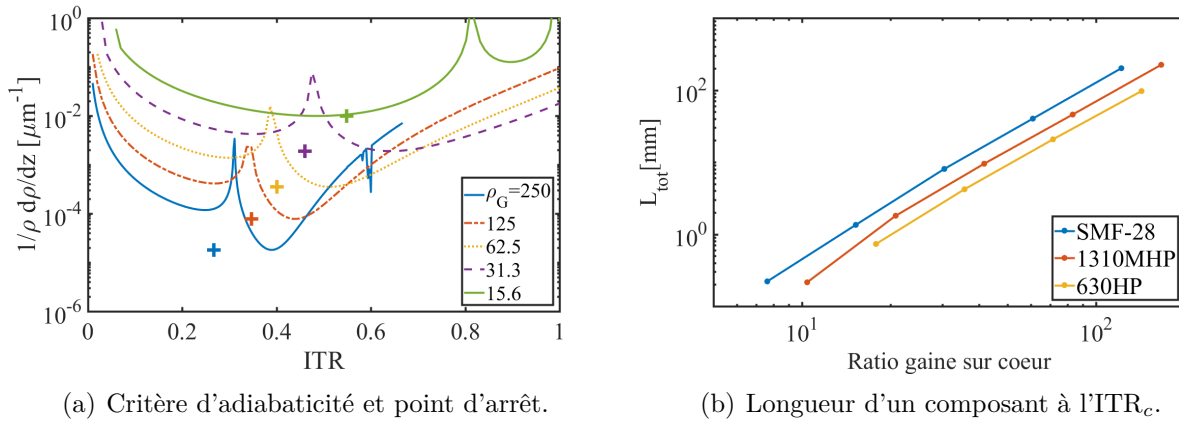


Figure 4.3 Influence de la fraction gaine sur coeur sur le critère d'adiabaticité. (a) Le rayon externe,  $\rho_g$ , d'une fibre SMF-28 ( $\rho_G = 62,5 \mu\text{m}$ ) a été modifié par bonds de facteur deux. Les «+» représentent le point d'arrêt d'une recette d'étirage à longueur de zone chaude constante, l'abscisse est donnée par l' $\text{ITR}_c$  de transition de mode de coeur vers mode de gaine, et l'ordonnée par le minimum du critère d'adiabaticité. (b) longueur calculée pour des recettes à longueur de zone chaude constantes et se terminant à l' $\text{ITR}_c$  pour trois fibres monomodes. Les relations sont quasi linéaires sur un graphique de type loglog, ce qui suggère une dépendance de la forme  $L_{\text{tot}} = C \left( \frac{\rho_g}{\rho_c} \right)^a$ .

Une fraction  $\rho_g/\rho_c$  petite est bénéfique de plusieurs manières. Les paramètres  $L_{\text{min}}$  et  $L_0$  diminuent conjointement, et ce, rapidement. De plus, comme on le voit à la figure 4.3(a), l' $\text{ITR}_c$  croît lorsque  $\rho_g/\rho_c$  diminue, car la structure totale guide moins. Ceci résulte en des composants beaucoup plus courts, ce qui a déjà été décrit dans la littérature, [22]. La longueur

totale du dispositif suit approximativement une loi de la forme  $L_{\text{tot}} = C(\frac{\rho_g}{\rho_c})^a$ , où  $a \sim 2,5$  pour les trois fibres monomodales de la figure 4.3(b).

Quoique cette approche permette d'obtenir des dispositifs adiabatiques beaucoup plus courts, son implémentation n'est pas pratique. Des fibres dont le Diamètre externe (OD) est inférieur à  $125 \mu\text{m}$  deviennent rapidement fragiles (difficiles à manipuler), et les épissures avec des fibres standard en sont aussi complexifiées.

Le critère d'adiabaticité en faible transfert de puissance (2.28b) peut être réécrit sous la forme suivante, [26],

$$\left| \frac{2\pi}{\Delta\lambda_{ij}} \frac{d\rho}{dz} \int \psi_i \frac{\partial\psi_j}{\partial\rho} dA \right| \ll 1 \quad (4.1)$$

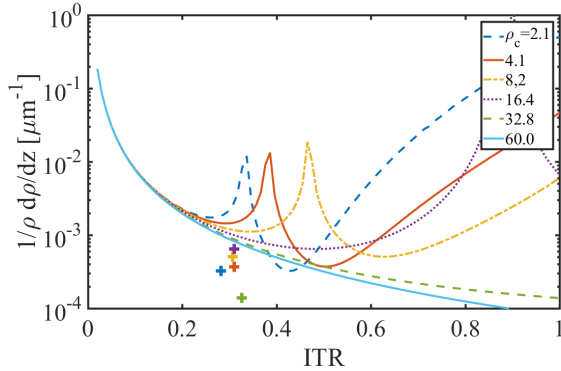
Dans cette forme, le critère d'adiabaticité dépend de la vitesse à laquelle le mode  $\psi_j$  varie lorsqu'on étire le composant. Ceci nous permet d'expliquer facilement les résultats obtenus à la figure 4.3. Lorsque  $\rho_g/\rho_c$  est petit, les formes initiale et finale du mode ont un Mode Field Diameter (MFD) comparable. Le mode se transforme plus lentement, ce qui diminue le poids de l'intégrale et permet de choisir des pentes  $\frac{d\rho}{dz}$  plus élevées tout en respectant l'inégalité.

Dans [22], les auteurs étudient le taux d'expansion du mode  $\text{LP}_{01}$  en fonction du ratio  $\rho_g/\rho_c$  pour une fibre à saut d'indice simple dans le but de fixer une borne sur le nombre de fibres pouvant être utilisées dans une lanterne photonique. L'article se concentre sur la possibilité de créer des structures asymétriques à  $N$  fibres à partir de fibres monomodes (de paramètre  $V$  différents) à un seul saut d'indice. Ils arrivent à la conclusion que la fabrication d'un tel dispositif est difficile puisque la longueur nécessaire pour faire une transition adiabatique croît rapidement avec  $N$ . Leur solution est de faire des lanternes photoniques à partir de fibres de différents diamètres extérieurs. Cette technique a été utilisée dans un article subséquent fait par la même équipe [27], pour créer des lanternes photoniques spécifiques modalement allant jusqu'à  $N = 10$  fibres.

Des fibres de coeurs différents impliquent que la géométrie du mode  $\text{LP}_{01}$  de chaque fibre varie, ce qui complexifie la fabrication d'épissures sans pertes vers un réseau standard. Il est aussi non-pratique de faire des épissures de fibres de différentes tailles avec un réseau fait de fibres standard, en plus du fait que des fibres de diamètre plus petit (ou même plus grand) seront beaucoup plus fragiles, donc difficiles à manipuler.

Idéalement, on cherche à concevoir des structures en verre complexes à partir de fibres individuelles qui ont toutes les mêmes propriétés mécaniques (même diamètre externe) et des propriétés les plus similaires possible pour le coeur (même MFD). Nous explorons la possibilité d'utiliser des fibres à double gaine à saut d'indice décroissant pour fabriquer ces structures de verre.

Pour terminer notre analyse des fibres à saut d'indice simple, on explore la relation entre le rayon du coeur et le minimum du critère d'adiabaticité (Voir 4.4).  $\rho_g$  est fixé à  $125 \mu\text{m}$  et  $V$  est fixé à 2.



(a) Critère d'adiabaticité

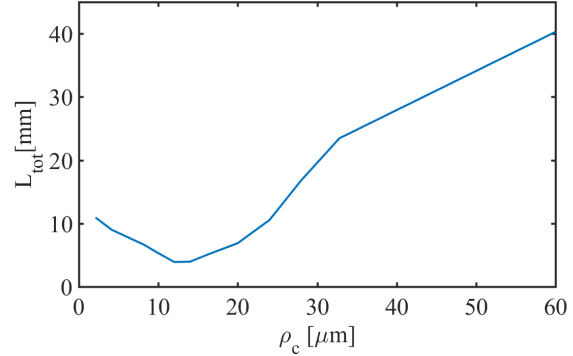
(b) Longueur d'un composant terminé à l'ITR<sub>c</sub> en fonction rayon du coeur.

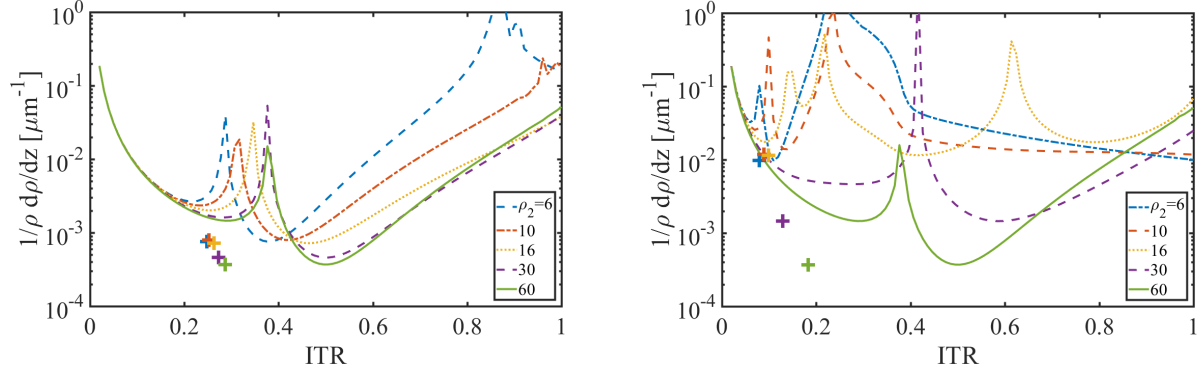
Figure 4.4 Modification de  $\rho_c$  le rayon d'une fibre à saut d'indice simple. La fibre modifiée est une SMF-28 à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La fréquence normalisée est gardée constante sur l'ensemble des simulations,  $V = 2$ , le coeur est donc toujours monomode à  $\text{ITR} = 1$ . (a) Les «+» indiquent le point final d'une recette d'étrilage à longueur de zone chaude constante passant par le minimum du critère et l'ITR<sub>c</sub>. (b) Le minimum se situe autour de  $12 \mu\text{m}$ .

En 4.4(a), on observe qu'à mesure que  $\rho_c$  augmente, la forme du critère s'approche de celle d'une fibre sans saut d'indice (gaine de verre seulement). Le pôle initialement situé à  $\text{ITR} \sim 0,4$  se déplace rapidement vers la droite et sort de notre champ de vision, ce qui suggère que  $\underline{C}_{01-02}$  (2.25) cesse de passer par un zéro durant l'effilage pour  $\rho_c > 16,4 \mu\text{m}$ .

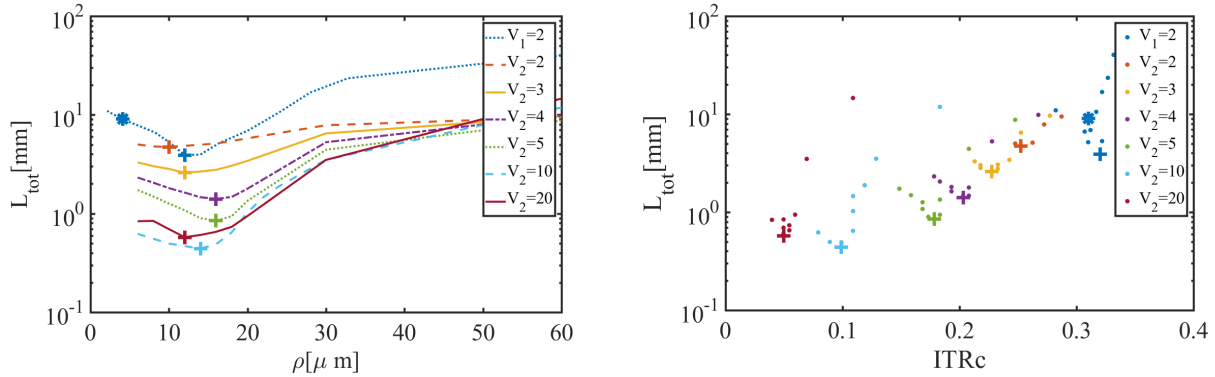
En 4.4(b), on voit que le composant le plus court simulé possède un rayon de coeur  $\rho_c$  de  $12 \mu\text{m}$ . Encore une fois, il serait impraticable d'utiliser une fibre avec un coeur de  $12 \mu\text{m}$ . Entre autres, son MFD ne serait pas compatible avec celui des fibres existantes et son faible saut d'indice la rendrait difficile à fabriquer.

### Fibres à saut double

L'ajout d'une gaine intermédiaire ajoute deux degrés de liberté,  $\rho_2$  et  $\Delta n_2$ , à la description du profil de la fibre. Le rayon de la gaine de verre a été fixé à  $\rho_g = 62,5 \mu\text{m}$ . Les paramètres du coeur ont été fixés à  $\rho_c = 4,1 \mu\text{m}$  et  $V_1 = 2$ , ce qui nous assure que celui-ci est monomode.



(a) Variation du rayon,  $\rho_2$ , de la première gaine avec  $V_2 = 2$ . (b) Variation du rayon,  $\rho_2$ , de la première gaine avec  $V_2 = 10$ .



(c) Longueur totale d'un effilage se terminant à l'ITR<sub>c</sub>. (d) Compromis entre l'ITR<sub>c</sub> final et la longueur d'un composant.

Figure 4.5 Critère d'adiabaticité de fibres à saut double.  $\rho_c = 4,1 \mu\text{m}$ ,  $V_1 = 2$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Les simulations sont faites à  $V_2$  constant, ce qui nous assure que la gaine guide toujours le même nombre de modes, et on fait évoluer le rayon de la fibre. Des paramètres,  $V_2 \in [2, 20]$  ont été simulés. En (a) et (b) les «+» indiquent le point final d'une recette d'étirage à longueur de zone chaude constante passant par le minimum du critère et l'ITR<sub>c</sub>. En (c) et (d) les «+» indiquent le composant le plus court simulé et les «\*» indiquent la position d'une fibre SMF-28 standard. Les «.» indiquent des simulations à différents  $\rho$ . Les courbes identifiées  $V_1 = 2$  correspondent aux simulations déjà présentées en 4.4(b).

À la figure 4.5, on décrit le comportement en effilage de fibres à double gaine à coeur mo-

nomode similaires à celui d'une SMF-28 à 1550 nm. On balaie les paramètres de la première gaine en fixant d'abord  $V_2$  puis en balayant sur  $\rho_2$ .

En 4.5(a) et 4.5(b), le nombre de pôles visibles sur une même courbe de critère d'adiabaticité a augmenté par rapport au cas à simple saut d'indice, car on ajoute la contribution d'une interface d'indice au coefficient de couplage normalisé. Lorsque  $\rho_2$  est petit, les pôles sont de manière générale plus à gauche et plus nombreux. À mesure que  $\rho_2$  augmente, les pôles les plus à droite sortent de notre champ de vue et on retrouve un critère d'adiabaticité très similaire à 2.5, car on tend alors vers une fibre à simple saut d'indice.

La figure 4.5(c) montre que pour chaque paramètre  $V_2$  testé, il existe un rayon  $\rho_2$  optimal  $\in [8, 18] \mu\text{m}$  pour lequel  $L_{\text{tot}}$  est minimale. Notez que le  $\rho_2$  optimal croît avec  $V_2$  pour  $V_2 \in [2, 5]$  et passe par un maximum avant de redescendre pour de grands  $V_2$ . Notez aussi que  $L_{\text{tot}}$  minimale décroît rapidement avec  $V_2$  et atteint un minimum pour la valeur testée de  $V_2 = 10$ .

Pour élever le critère d'adiabaticité, on peut choisir une fibre avec un grand paramètre  $V_2$  et le bon rayon  $\rho_2$ . Le critère cesse toutefois de s'élever lorsque  $V_2$  dépasse une certaine valeur et il n'est plus utile d'augmenter  $V_2$ . On peut aussi remarquer que lorsque  $V_2$  est élevé, le minimum du critère se retrouve parfois à un ITR près de 1, comme par exemple pour les conditions  $V_2 = 10$ ,  $\rho_2 = 6$ , voir figure 4.5(b).

Il existe aussi une forme de compromis entre l'élévation du critère et la diminution de l'ITR<sub>c</sub>. En choisissant un paramètre  $V_2$  plus grand, la structure totale guide plus fortement et l'ITR<sub>c</sub> diminue, ce qui contribue à allonger le dispositif. La figure 4.5(d) illustre le compromis entre la longueur d'un composant et l'ITR<sub>c</sub>. Pour un paramètre  $V_2$  fixe, l'ITR<sub>c</sub> varie peu en fonction de  $\rho_2$ .

Les minimums identifiés «+» pour  $V_2 \in [2, 3, 4, 5]$  forment une droite de pente 10,3 log(mm) sur la représentation logarithmique, de telle sorte que la longueur d'un composant diminue d'un facteur 10 pour une diminution de l'ITR<sub>c</sub> de 0,1 dans cette zone. De la même manière, la longueur d'un composant diminue d'un facteur 10 lorsque le paramètre  $V_2$  augmente de 4. Ceci nous donne des guides de design lorsqu'on veut réduire la taille d'un composant à une fibre.

Le tableau 4.1 résume les simulations de fibre à 1 et 2 sauts. Parmi les conditions simulées, seule une fibre à saut simple dont  $\rho_g = 15,6 \mu\text{m}$  permet d'obtenir un meilleur gain en longueur qu'une fibre à double saut dont  $V_2 = 10$ . Pour la fibre à double saut,  $V_2 = 10$  et  $\rho_2 = 14,0 \mu\text{m}$ , l'ITR<sub>c</sub> se situe à 0,1, ce qui correspond à un diamètre final de 12,5  $\mu\text{m}$ .



Tableau 4.1 Résumé des simulations de fibres à saut simple et double à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Gain : Gain en longueur théorique pour une recette à longueur de zone chaude constante. Taille de la gaine : Modification de la gaine de verre (voir 4.3). Taille du coeur : Modification du coeur (voir 4.4). Double gaine : Optimisation des paramètres de la première gaine d'une fibre à double gaine (voir 4.5).

		$L_{\text{tot}}$ [mm]	$\text{ITR}_c$	$L_{\text{min}}$ [mm]	$L_0$ [mm]	Gain
<b>Taille de la gaine</b>						
$V_1$	$\rho_g$ [ $\mu\text{m}$ ]					
2	15,6	0,2	0,55	0,10	0,044	40,9
2	31,3	1,4	0,46	0,53	0,038	6,7
<b>Taille du coeur</b>						
$V_1$	$\rho_c$ [ $\mu\text{m}$ ]					
2	4,1	9,0	0,31	2,94	0,022	1,0
2	12,0	3,9	0,32	1,19	0,262	2,3
<b>Double gaine</b>						
$V_2$	$\rho_2$ [ $\mu\text{m}$ ]					
2	10,0	4,7	0,25	1,26	0,006	1,9
3	12,0	2,6	0,23	0,65	0,003	3,5
4	12,0	1,4	0,20	0,34	0,012	3,8
5	16,0	0,8	0,18	0,19	0,027	10,8
10	14,0	0,4	0,10	0,08	0,011	20,4
20	12,0	0,6	0,05	0,08	0,062	15,7

#### 4.1.2 Preuve de principe dans le visible/proche infrarouge

On veut maintenant valider expérimentalement les résultats de simulation d'effilage de fibre unique. Plus spécifiquement, on veut montrer que des fibres à double gaine peuvent être utilisées pour obtenir des effilages abrupts. La pente de cet effilage devrait provoquer du couplage pour une fibre à saut simple, mais aucun couplage pour la fibre à double gaine. Nous avons utilisé deux fibres existantes et déjà en stock au laboratoire, que nous appellerons les fibres A et B. Leurs caractéristiques sont présentées au tableau 4.2, ainsi que les caractéristiques de fibres équivalentes à un saut. Les profils d'indice mesurés des fibres A et B sont présentés à la figure 4.6. La longueur d'onde de coupure pour le coeur de ces fibres se situe respectivement à 605 et 430 nm.

Tableau 4.2 Paramètres des fibres A et B à  $\lambda=0,73 \mu\text{m}$ .

	$\rho_G \mu\text{m}$	$\rho_2 \mu\text{m}$	$\rho_c \mu\text{m}$	$V_2$	$V_1$
A	62,5	12,90	2,05	20,96	1,98
B	62,5	7,05	1,15	11,46	1,41
$A_{eq}$	62,5		2,05		1,98
$B_{eq}$	62,5		1,15		1,41

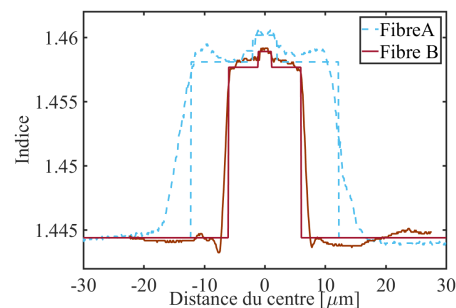


Figure 4.6 Profil d'indice mesuré.

Le critère d'adiabaticité des fibres A et B est comparé à leur équivalent à un saut d'indice à la figure 4.7. On y voit aussi le parcours de la recette utilisée, soit une recette à zone chaude constante de  $L_0 = 1 \text{ mm}$  se terminant à  $\text{ITR}=0,03$ , de diamètre final de  $3,75 \mu\text{m}$  et menant à un composant de longueur totale  $L_{tot} = 8 \text{ mm}$ . Cette recette est environ 4 fois plus courte que ce qu'on pourrait espérer atteindre adiabaticquement avec la fibre  $A_{eq}$ .

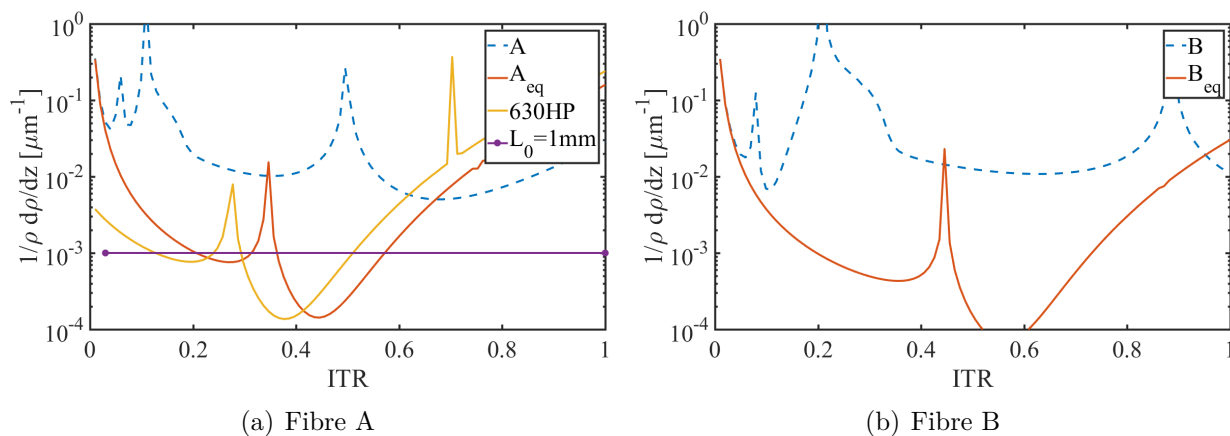


Figure 4.7 Comparaison du critère d'adiabaticité,  $\lambda = 0,73 \mu\text{m}$ , pour les fibres A et B et leur équivalent à saut simple. (a) La courbe 630HP correspond au critère d'adiabaticité pour la fibre 630HP que nous avons en inventaire. La droite dénotée  $L_0 = 1 \text{ mm}$  correspond à une recette à longueur de zone chaude constante.

Les fibres  $A_{eq}$  et  $B_{eq}$  ne servent que de comparatifs théoriques puisque nous ne possédons pas ces fibres au laboratoire. La fibre monomode 630HP a été utilisée comme substitut expérimental. À la figure 4.7(a), on montre que la fibre  $A_{eq}$  et la fibre 630HP ont un critère d'adiabaticité très similaire.

D'après la figure 4.7(a), il serait impossible pour la fibre  $A_{eq}$  de subir un effilage tel que

$L_0 = 1$  mm sans que le mode  $LP_{01}$  ne couple significativement vers  $LP_{02}$ . Ce couplage induira un battement entre  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  en longueur d'onde visible à l'OSA. Il induira probablement aussi des pertes, car on s'attend à ce que le mode  $LP_{02}$  couple avec des modes d'ordres supérieurs, qui eux devraient coupler avec des modes de rayonnement.

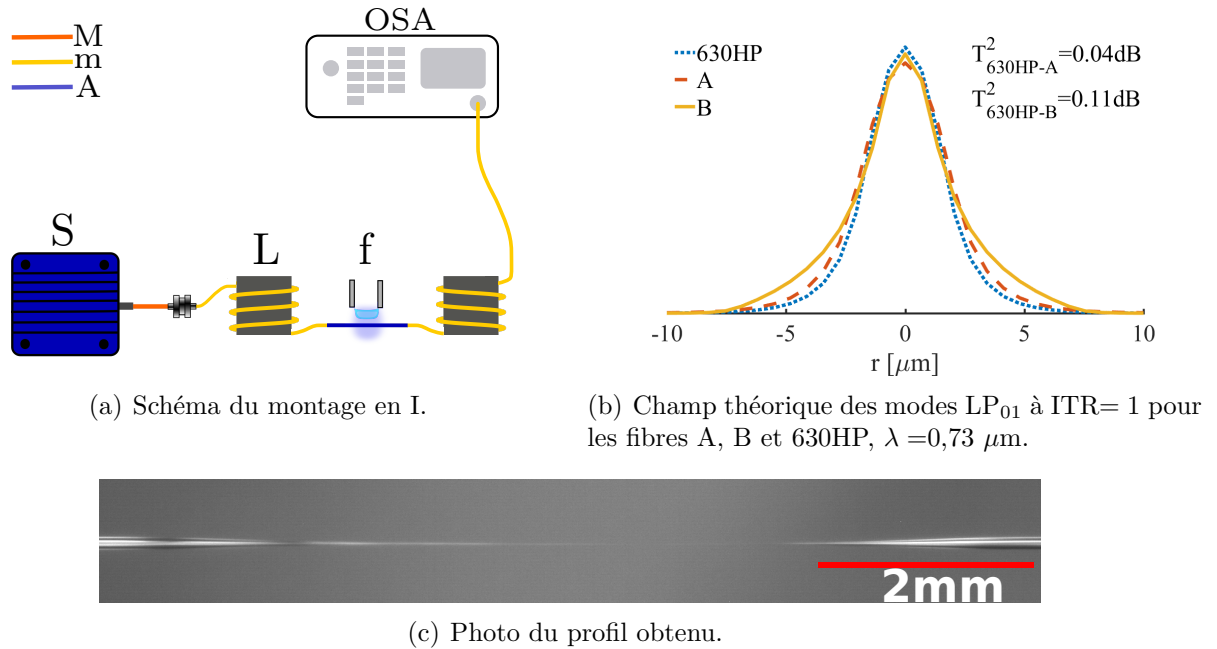


Figure 4.8 Méthode d'effilage de fibres dans le visible proche infrarouge à l'aide d'un montage en I. (a) Les boucles de fibre monomode servent à faire fuir les modes d'ordre supérieur. Une première référence est faite suite à l'épissure par fusion de deux bouts de 630HP. Cette épissure est alors rompue et 5 cm de fibre A (ou B) sont insérés pour former la structure en I. Une seconde référence est enregistrée avant l'étirage. Légende : S. Source à large bande, L. Boucles ( $D \approx 3$  cm), f. flamme d'étirage, OSA. Analyseur de spectre, M. fibre multimode, m fibre monomode, A. fibre test. (b)  $T_{ij}^2$ . Coefficients de transmission en puissance  $LP_{01} \rightarrow LP_{01}$  théorique. (c) Effilage à longueur de zone chaude constante,  $L_0 = 1$  mm. La fibre devient trop petite au centre du dispositif pour que nous puissions en prendre une bonne image.

Notez aussi qu'en date d'aujourd'hui, notre montage de fusion étirage ne nous permet pas d'obtenir des zones chaudes plus petites que  $L_0 \sim 1$  mm. Il nous est donc impossible pour l'instant de tester les limites de notre modélisation avec des recettes comportant des transitions encore plus courte.

Un montage en I, présenté à la figure 4.8(a), a été réalisé afin d'étudier expérimentalement la transition adiabatique du mode  $LP_{01}$  pour les fibres A et B.

Une source continue à large bande (Energetiq, EQ-99XFC) est couplée dans une fibre multimode qui est elle-même couplée dans une fibre monomode dans le visible proche-infrarouge (Thorlabs, 630HP). La fibre 630HP est enroulée sur quelques tours ( $D \approx 3$  cm) afin de faire

fuir tous les modes à l'exception de  $LP_{01}$ . Un deuxième enroulement est utilisé à la sortie afin de s'assurer qu'on ne mesure que ce qui couple vers le mode  $LP_{01}$  en sortie de la fibre de test. À chaque épissure avec la fibre test, il y a possibilité d'exciter des modes d'ordre supérieur et d'avoir des réflexions. Dans une situation idéale, les modes  $LP_{01}$  de la 630HP et de la fibre test auraient une géométrie identique, ce qui nous assurerait que le couplage vers le mode  $LP_{01}$  serait total. À la figure 4.8(b) on présente le champ du mode  $LP_{01}$  des fibres utilisées ainsi que le coefficient de transmission théorique.

La présence d'impuretés (couplage vers des modes d'ordre supérieur) devrait se manifester comme du battement en longueur d'onde et des pertes visibles à l'OSA. Les épissures réalisées avec la fibre test ont été obtenues par fusion et optimisées pour minimiser le battement visible à l'OSA avant l'étirage, ce qui devrait nous assurer de maximiser le couplage vers  $LP_{01}$ . Ce faisant, nous avons pu atteindre de très basses pertes (figure 4.9(b)) à l'effilage de la fibre A, ce qui démontre qu'elle subissait bel et bien une transition adiabatique pour une recette d'étirage à zone chaude constante de  $L_0 = 1$  mm.

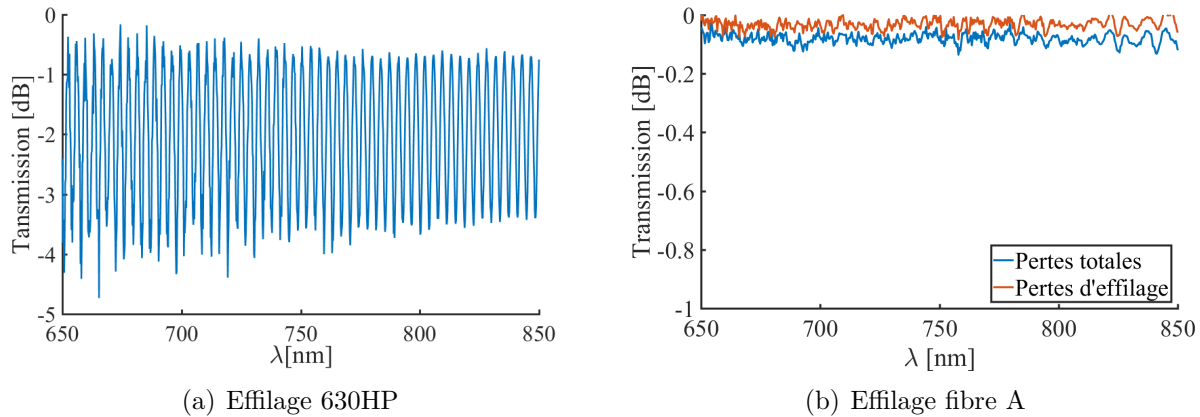


Figure 4.9 Démonstration de l'effilage adiabatique de la fibre A. (a) Effilage de la fibre 630HP monomode  $\in [650, 850]$  nm (b) Effilage de la fibre A. Les pertes totales sont référencées par rapport à l'épissure 630HP-630HP et les pertes d'effilage sont référencées par rapport à la structure en I avant l'étirage.

À la figure 4.9(a), on présente la transmission d'une fibre 630HP ayant subi la même recette que la fibre A en 4.9(b). Celle-ci ne subit pas une transformation adiabatique. La transmission moyenne sur l'ensemble du spectre présenté est de -2,03 dB. Le battement très régulier sur tout le spectre suggère que le couplage se produit majoritairement avec  $LP_{02}$ . Les battements apparaissent durant l'étirage à partir d'un ITR similaire à  $\sim 0,5$ . Comme la recette est achevée à  $ITR=0,03$ , la différence de parcours optique entre  $LP_{01}$  et  $LP_{02}$  est grande, ce qui mène aux battements rapides observés.

En 4.9(b) on présente les pertes totales et les pertes liées à l'effilage de la fibre A. Les fluc-

tuations rapides en longueur d'onde du signal sont liées au bruit de la source et au bruit de l'OSA. Le battement en longueur d'onde en 4.9(b) est inférieur au bruit, le rendant imperceptible, ce qui nous indique que les modes d'ordre supérieur étaient peu ou pas excités. Les pertes par effilage peuvent raisonnablement être bornées par 0,06 dB (transmission supérieure à 98,6%) sur l'ensemble du spectre, ce qui confirme que la transition est bel et bien adiabatique.

À la figure 4.10, on présente la même expérience pour la fibre B. Nous ne sommes pas parvenus à éliminer le battement perceptible à l'OSA avant effilage. La régularité des battements nous indique que le couplage à l'épaisseur se fait principalement vers un seul autre mode. Ce battement disparaît après étirage et la valeur moyenne du signal reste la même, ce qui suggère que le mode  $LP_{01}$  subit une transformation adiabatique, mais pas le mode supérieur avec lequel on couple aux épissures.

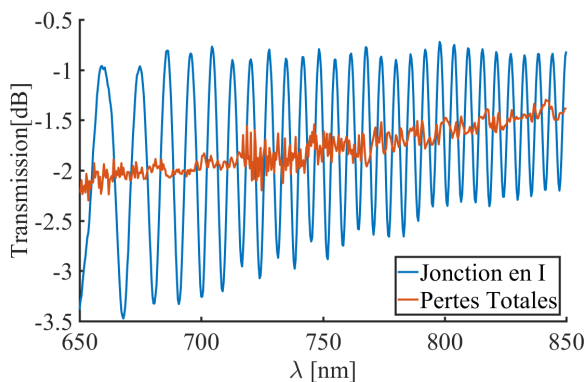


Figure 4.10 Démonstration de l'effilage adiabatique de la fibre B.

Pour valider cette hypothèse, les courbes de critère d'adiabaticité pour les 3 premiers modes susceptibles de coupler avec  $LP_{01}$  aux épissures ont été tracés en I.1. Il est clair que ces modes ne subiront pas une transition adiabatique pour une recette à  $L_0 = 1$  mm. Ceci peut s'avérer un avantage pour la conception de coupleur et de taper à partir de ces fibres, car le composant agit aussi comme un filtre modal. Ainsi, si les utilisateurs ne parviennent pas à faire des épissures parfaites aux extrémités du composant, les battements engendrés par cette imperfection disparaîtront sous forme de pertes dans le composant.

### Conclusion intermédiaire

Des effilages à une fibre comme ceux-ci pourraient être utilisés comme filtre modal ultra court pour éliminer tous les modes à l'exception de  $LP_{01}$ . Il pourrait aussi être utilisé dans des applications qui nécessitent la présence d'un champ évanescent à l'extérieur de la fibre, par exemple pour coupler avec des résonateurs sur puce, [28]. Le fait qu'ils puissent être beaucoup plus courts pourrait permettre d'augmenter la densité de résonateurs utiles en plus d'en augmenter la robustesse. Pour cette même application, il serait intéressant de développer une technique d'étirage permettant de réduire la plus petite longueur de zone

chaude atteignable afin de tirer profit au maximum de notre capacité à déplacer le critère d'adiabaticité vers le haut.

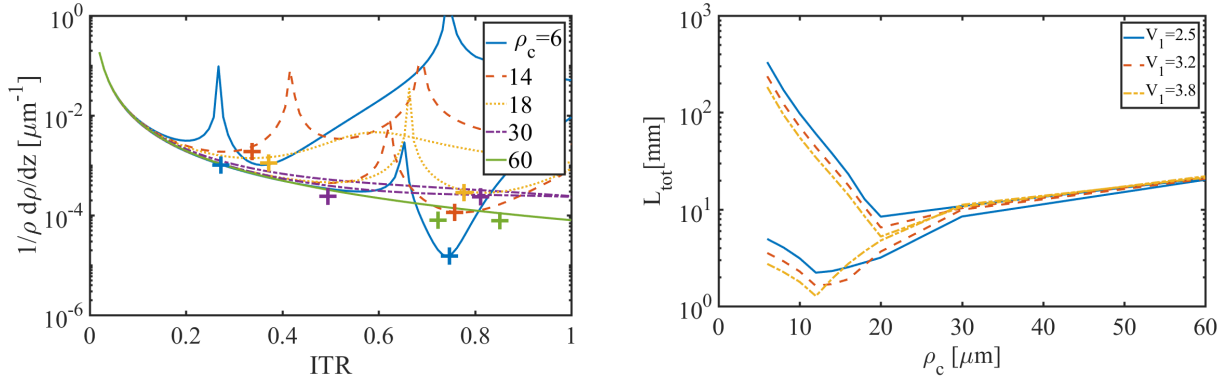
L'étude du critère d'adiabaticité de fibres à double gaine nous mène à se poser la question à savoir s'il existe des profils d'indice plus exotiques permettant d'obtenir des transitions adiabatiques très courtes. Il serait particulièrement intéressant de trouver des profils permettant à la fois d'être plus adiabatique, de conserver les propriétés mécaniques des fibres et du mode fondamental, mais qui en supplémentaire présenteraient un compromis moins sévère entre  $L_{\text{tot}}$  et l'ITR<sub>c</sub> (tel que vu à la figure 4.5). Nous travaillons actuellement à moderniser nos logiciels de simulation afin de pouvoir simuler efficacement des profils d'indice plus exotiques.

Il s'avère qu'un article sur un sujet très similaire a été publié entre le moment où nous avons effectué les expériences des figures 4.9, 4.10, 4.17 et 4.28 et l'écriture de ce mémoire. Dans cet article, [29], les auteurs s'inspirent de l'étude de potentiels logarithmiques proposés pour des applications en mécanique quantique, et proposent d'utiliser un profil d'indice logarithmique. Ils font la démonstration numérique qu'un profil d'indice logarithmique peut être utilisé pour obtenir une transition «endlessly adiabatic» pour le mode LP<sub>01</sub>. Des effilages à une fibre dont  $L_0 \sim 2$  mm et ITR<sub>f</sub> = 0,24 ont été réalisés. Les pertes médianes associées à ces effilages sont de 0,18 dB, ce qu'ils ont montré comme étant significativement plus petit que les pertes associées aux mêmes transitions faites avec de la SMF-28 pour leurs conditions expérimentales.

Les fibres à profils logarithmiques possèdent l'avantage d'avoir un MFD indépendant de l'ITR. Leur concept serait par exemple bien adapté aux situations où il est nécessaire de faire l'épissure de plusieurs fibres monomodes à une seule fibre «multicore». Il n'est toutefois pas adapté à la conception de coupleurs, car il se base sur le principe d'un mode dont le MFD ne change pas au cours de l'étirage. Le mode ne quitte donc jamais le coeur et on ne peut pas en faire de coupleur.

### 4.1.3 Transition à quelques modes

Faciliter les transitions adiabatiques dans des fibres à quelques modes pourrait s'avérer très utile pour la conception de réseaux de télécommunication à quelques modes. Dans cette section, on répète le schème d'optimisation fait pour une fibre à coeur monomode, mais cette fois-ci pour une fibre à coeur bimodale. Le paramètre  $\rho_g = 62,5 \mu\text{m}$  est fixe. Le paramètre  $V_1$  ne peut prendre que certaines valeurs pour que le coeur soit bel et bien bimodal. Pour le balayage des paramètres, on fixe  $V_1$ , puis on balaie sur  $\rho_c$ .



(a) Exemple de critère d'adiabaticité pour LP<sub>01</sub> et (b) Longueur d'un composant terminé à l'ITR<sub>c</sub> en LP<sub>11</sub>,  $V_1 = 3,2$ .

Figure 4.11 Modification de  $\rho_c$ , le rayon d'une fibre à saut d'indice simple et coeur bimodal et pour  $V_1 \in \{2,5; 3,2; 3,8\}$  et  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . (a) Le critère du mode LP<sub>11</sub> est presque toujours plus contraignant que celui de LP<sub>01</sub>. Les groupes de point, «+», ont comme coordonnées l'ITR<sub>c</sub> et le minimum du critère d'adiabaticité pour LP<sub>01</sub> et LP<sub>11</sub>). (b) Les trois courbes du bas correspondent à une transition adiabatique pour LP<sub>01</sub> et les trois du haut à une transition adiabatique pour LP<sub>11</sub>.

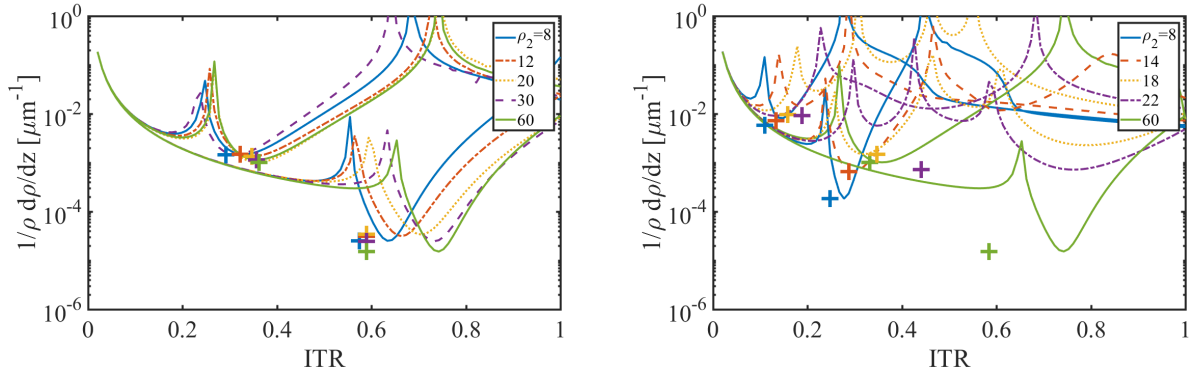
Le minimum du critère d'adiabaticité global est toujours dicté par le couplage entre le mode LP<sub>11</sub> et LP<sub>12</sub>. Le critère d'adiabaticité évolue rapidement avec  $\rho_c$  et la taille du coeur peut faire varier la longueur totale d'un dispositif de plus qu'un facteur 10. Pour les mêmes raisons que précédemment, il est préférable d'avoir un design de fibre qui permette de contrôler la forme du critère d'adiabaticité sans avoir à changer les propriétés du coeur ou de la gaine externe.

La figure 4.12 résume les simulations d'effilage bimodal fait avec des fibres à double gaine. Encore une fois, les propriétés de la gaine externe et du coeur sont fixées et on balaie pour les paramètres  $V_2$  et  $\rho_2$ .

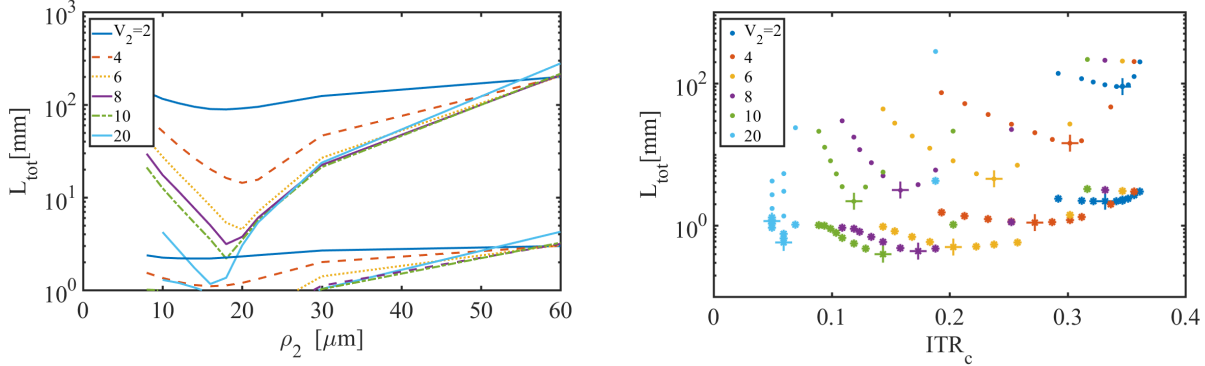
Les figures 4.12(a) et 4.12(b) montrent deux exemples de la dépendance de courbes de critère

d'adiabaticité pour une fibre à double saut et coeur bimodal. Comme pour les fibres monomodales, le paramètre  $V_2$  permet de déplacer les minimums du critère d'adiabaticité vers le coin supérieur gauche. Cela est vrai pour le mode  $LP_{01}$  et les modes  $LP_{11}$ .

L'ajout d'un interface supplémentaire entre la première et la deuxième gaine fait apparaître jusqu'à deux pôles supplémentaires (par rapport au cas d'une fibre à saut simple) visibles sur le critère d'adiabaticité. Ceci permet sous les bonnes conditions de réduire l'intensité des minimums sur le critère.



(a) Exemple de critère d'adiabaticité pour  $V_2 = 2$ . (b) Exemple de critère d'adiabaticité pour  $V_2 = 6$ .



(c) Longueur totale à  $\text{ITR}_c$  selon le rayon de la première gaine  $\rho_2$ . (d) Longueur totale à  $\text{ITR}_c$  selon l'ITR critique de  $LP_{01}$ .

Figure 4.12 Optimisation du rayon et de la fréquence normalisée d'une fibre à deux couches à coeur bimodal,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .  $\rho_c = 6$ ,  $V_1 = 3,2$ ,  $V_2 \in [2; 20]$ ,  $\rho_2 \in [8; 60]$ . (a) et (b) : les groupes de point, «+», ont comme coordonnées  $\text{ITR}_c$  et le minimum du critère d'adiabaticité pour  $LP_{01}$  et  $LP_{11}$ . (c) L'ensemble de courbes du bas correspond à un effilage adiabatique pour  $LP_{01}$  et l'ensemble du haut pour  $LP_{11}$ . (d) Les optimums sont identifiés par un «+», les «\*» correspondent à des effilages adiabatiques pour  $LP_{01}$  et les «.» pour  $LP_{11}$ .



Parmi les conditions simulées, les paramètres  $V_2 = 6$  et  $\rho_2 = 20 \mu\text{m}$  sont particulièrement intéressants. Pour ces conditions, le minimum global du critère d'adiabaticité se situe au-dessus de  $10^{-3} \mu\text{m}$ , ce qui correspond approximativement à la plus courte pente qu'il nous est présentement possible de fabriquer. Ces conditions mène aussi à un  $\text{ITR}_c \sim 0,25$  ce qui est comparable à l' $\text{ITR}_c = 0,31$  d'une SMF-28. Le compromis sur l' $\text{ITR}_c$  est donc minime.

En 4.12(c), on voit que le rayon,  $\rho_2$ , optimal pour un paramètre  $V_2$  donné est en général plus grand que le rayon optimum d'un composant monomode. Les valeurs de  $\rho_2$  optimum se situant entre 10 et 16  $\mu\text{m}$  pour les fibres à double gaine à coeur monomode et entre 16 et 20  $\mu\text{m}$  pour les fibres à double gaine à coeur bimodal.

En 4.12(d), on voit que le mode  $\text{LP}_{01}$  passe encore par un minimum en  $\text{ITR}_c$  pour le paramètre  $V_2 = 10$  autour de  $\text{ITR} \sim 0,15$ . De manière intéressante, la relation  $L_{\text{tot}}$  en fonction de l' $\text{ITR}_c$  pour le mode  $\text{LP}_{11}$  ne passe pas par un minimum sur l'intervalle testé.

Le tableau 4.3 résume les optimums trouvés pour les fibres à coeur bimodal simulées. Comme pour les fibres à coeur monomodal, on constate que pour de grands paramètres  $V_2$ , le minimum global du critère tend à se retrouver à grand ITR, ce qui est indiqué par le fait que  $L_{\text{min}} \sim L_0$  lorsque le paramètre  $V_2$  est grand.

Tableau 4.3 Résumé des optimums obtenus par simulation de fibres à coeur bimodal à saut simple et double à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

		$L_{\text{tot}}$ [mm]	$\text{ITR}_c$	$L_{\text{min}}$ [mm]	$L_0$ [mm]
<b>Saut simple</b>					
$V_1$	$\rho_c$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2,5	20	8,4	0,42	3,7	2,22
3,2	20	6,5	0,32	2,2	1,26
3,8	20	5,2	0,27	1,6	0,55
<b>Saut double</b>					
$V_2$	$\rho_2$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2,0	16	89,8	0,34	28,5	0,11
4,0	20	14,3	0,30	4,2	0,21
6,0	20	4,5	0,24	1,2	0,22
8,0	18	3,1	0,16	0,7	0,17
10,0	18	2,2	0,12	0,4	0,16
20,0	16	1,2	0,05	0,2	0,12

Il semblerait donc qu'il soit aussi possible d'utiliser des fibres double-saut afin de déplacer le minimum du critère d'adiabaticité de plusieurs familles de mode à la fois. Nous avons observé que cette approche peut être utilisée pour les familles  $\text{LP}_{01}$ ,  $\text{LP}_{11}$  et  $\text{LP}_{21}$  afin de déplacer le minimum du critère d'adiabaticité à l'intérieur de la plage [ $10^{-4}$ ;  $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ ] de pente

normalisée.

À l'annexe J, on présente un exemple d'une simulation pour une fibre à double saut à coeur trimodal qui pourrait permettre de faire des transitions adiabatiques aussi pour la famille  $LP_{21}$ . Les simulations pour optimiser le profil d'indice permettant de faire des transitions adiabatiques pour les 3 premières familles de modes n'ont toutefois pas encore été faites.

Ces propriétés des fibres à double gaine étaient, à notre connaissance, inconnues. Ce type de fibre pourrait être utilisé pour fabriquer de nouveaux types de composants fibrés multimodaux.

Pour confirmer ces prédictions, il sera nécessaire de faire fabriquer de la fibre sur mesure, car il existe très peu de fibres multimodales sur le marché et aucune n'a été trouvée qui permette de fabriquer des transitions multimodales très courtes.

### Levée de dégénérescence supplémentaire

Dans les simulations que nous avons effectuées jusqu'ici, les modes  $LP_{lm+}$  et  $LP_{lm\times}$  pour  $l > 0$  sont dégénérés. Il serait particulièrement intéressant de briser la symétrie cylindrique afin de lever cette dégénérescence et de vérifier s'il existe un profil d'indice simple qui limite le couplage entre les modes  $LP_{lm+}$  et  $LP_{lm\times}$ , tout en permettant d'effectuer la transition adiabatique de plusieurs familles  $LP_{lm}$  à la fois.

## 4.2 Transition adiabatique pour coupleurs à deux fibres

Dans cette sous-section, on s'intéresse aux deux questions suivantes.

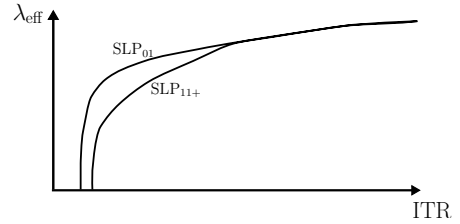
1. Est-ce que l'utilisation de fibres à double gaine permet aussi de contrôler le critère d'adiabaticité de coupleur fait de deux fibres fusionnées? Si oui,
  - Est-ce aussi efficace que pour des effilages cylindriques?
  - Quels sont les paramètres optimaux pour obtenir des transitions courtes et des longueurs de zone chaude initiales courtes?
  - Quelles sont les limites et les compromis liés à l'utilisation d'une gaine supplémentaire?
2. Quels sont les paramètres qui permettent le mieux de contrôler l'asymétrie d'un coupleur à deux fibres?

Un coupleur symétrique à deux fibres est un coupleur fait de deux fibres identiques. Sa coupe transverse possède donc deux symétries de réflexion. Ce type de structure est habituellement utilisé pour fabriquer des WDM. De manière analogue à ce qui est décrit à la figure 2.3 pour le coupleur doublement asymétrique, les deux premiers supermodes d'un coupleur symétrique correspondent à une excitation en phase des fibres individuelles,  $V_1 = (1, 1)$ , et à une excitation en anti-phase des fibres individuelles,  $V_2 = (-1, 1)$ . Ces deux supermodes sont dégénérés lorsque l'ITR  $\rightarrow 1$ , et ils lèvent en dégénérescence lorsqu'on étire la structure, voir figure 4.13(a).

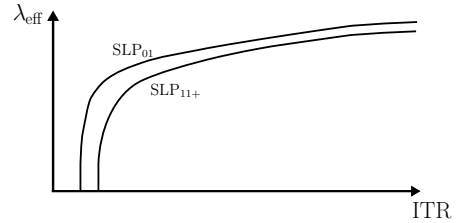
Un coupleur asymétrique à deux fibres est un coupleur fait de deux fibres différentes. Sa coupe transverse ne possède donc qu'une seule symétrie de réflexion. Ce type de structure est utilisé pour fabriquer des «null coupler» et des WIC.

L'asymétrie lève la dégénérescence entre les modes des fibres individuelles et la dégénérescence reste levée lorsqu'on étire le composant, voir figure 4.13(b). Le premier supermode correspond à l'excitation de la fibre d'indice effectif le plus élevé et le deuxième à la fibre d'indice effectif le plus bas.

Pour modéliser les coupleurs à deux fibres, nous utilisons un modèle simple de la structure fusionnée, voir figure 4.14. On fixe le degré de fusion à  $f = 0,9$  ce qui correspond approximativement aux structures que nous obtenons avec les méthodes de fusion rapide que nous utilisons présentement. Notre modèle prend en compte le déplacement des coeurs, mais ne prend pas en compte le déplacement des dopants ou la diffusion des dopants lors de la fusion. Également, on suppose que la première gaine et le coeur des fibres sont encore circulaires après la fusion.



(a) Coupleur symétrique



(b) Coupleur asymétrique

Figure 4.13 Comportement attendu des indices effectifs pour des coupleurs  $2 \times 2$ .

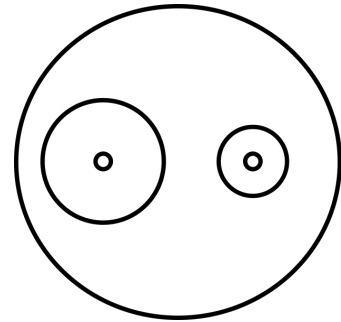


Figure 4.14 Modèle simple d'un coupleur  $2 \times 2$  fusionné. Les frontières noires représentent les sauts d'indice. De l'extérieur vers l'intérieur on a l'indice de l'air, du verre, des premières gaines, puis des coeurs.

### 4.2.1 Coupleur symétrique

Encore une fois, les paramètres de la gaine de verre, saut d'indice et rayon, sont gardés constants pour conserver les propriétés mécaniques des fibres individuelles. Le rayon du coeur,  $\rho_1 = 4,1 \mu\text{m}$ , est constant et son saut d'indice est ajusté de sorte que  $V_1 = 2$ . Comme pour les simulations précédentes, on fixe  $V_2$ , puis on balaie le paramètre  $\rho_2$ . Comme pour les simulations à une seule fibre, lorsqu'on augmente  $V_2$ , la structure guide plus fortement et elle devra être étirée davantage pour que les modes quittent la première gaine et couplent.

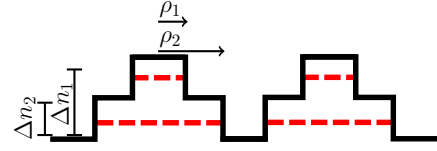
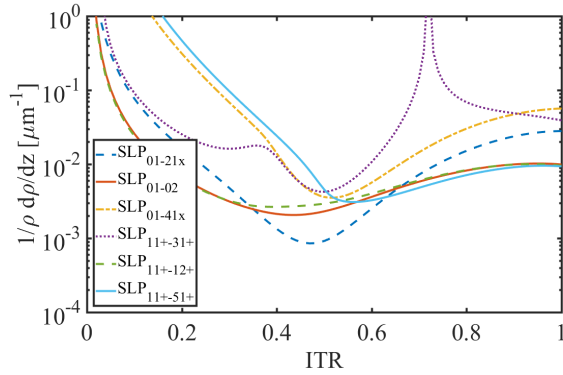
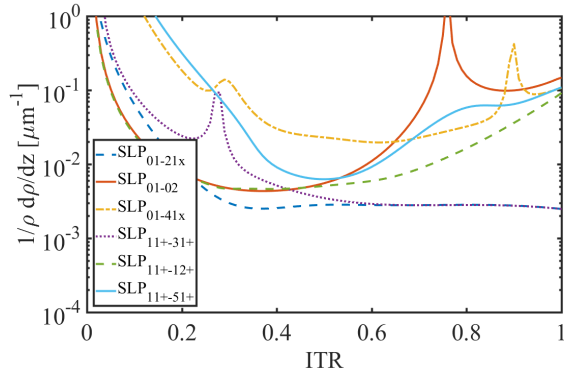


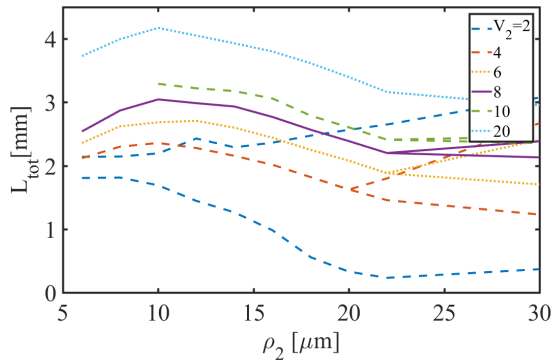
Figure 4.15 Profil d'indice d'un coupleur symétrique à double gaine. En noir : Schématisation du profil d'indice. En rouge : L'indice effectif des 4 premiers supermodes à  $\text{ITR}=1$ .



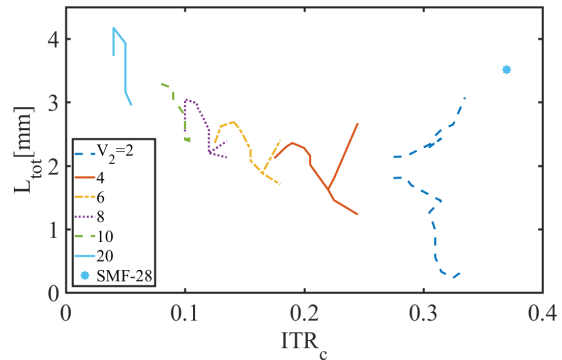
(a) Critère d'adiabaticité : SMF-28.



(b) Critère d'adiabaticité :  $V_2 = 4$ ,  $\rho_2 = 20 \mu\text{m}$ .



(c) Longueur totale selon  $\rho_2$ .



(d) Longueur totale selon l' $\text{ITR}_c$  de  $\text{LP}_{01}$ .

Figure 4.16 Optimisation des paramètres de la première gaine pour un coupleur symétrique  $2 \times 2$  fait de fibres à coeur monomode,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .  $\rho_c = 4,1$ ,  $V_1 = 2,05$ ,  $V_2 \in [2, 20]$ ,  $\rho_2 \in [6; 30]$ . En (a) et (b), on compare le critère d'adiabaticité d'un coupleur symétrique fait de SMF-28 et fait de la fibre optimale. En (c) et (d), les longueurs sont calculées à l' $\text{ITR}_c$  du mode  $\text{SLP}_{01}$ . Pour une même couleur, la courbe du bas correspond à une transition adiabatique pour le mode  $\text{SLP}_{11+}$  et la courbe du haut au mode  $\text{SLP}_{01}$ . En (d) le «\*» désigne la longueur d'un coupleur symétrique fait de SMF-28 calculé à l' $\text{ITR}_c$  du mode  $\text{SLP}_{01}$ .

À la figure 4.16, on fait un résumé des simulations de coupleurs symétriques à double gaine. En comparaison aux simulations d'effilage de fibres uniques, le gain en longueur totale du dispositif est beaucoup moins important. La condition testée menant au dispositif le plus court est seulement 2,2 fois plus courte que la structure de référence faite de deux SMF-28. L'optimum en longueur se situe aussi à un paramètre  $V_2 = 4$  beaucoup moins élevé que le paramètre  $V_2 = 10$  trouvé pour les effilages simples.

Il existe encore un compromis entre  $L_{tot}$  et  $ITR_c$ , mais il est désavantageux de choisir un coupleur avec un paramètre  $V_2 > 4$ . Pour toutes les conditions testées, le minimum du critère d'adiabaticité était supérieur au minimum du critère pour le coupleur de référence SMF-28-SMF-28. Par contre, pour  $V_2 > 4$  le compromis sur l' $ITR_c$  était tel que le composant total est au final plus long que le coupleur de référence.

On remarque aussi à grand ITR que l'évolution adiabatique du système n'est pas limitée par les mêmes modes en 4.16(a) et 4.16(b). Pour le coupleur symétrique fait de SMF-28, l'évolution adiabatique à  $ITR = 1$  est limitée par le couplage :  $SLP_{11+-51+}$ ,  $SLP_{11+-12+}$  et  $SLP_{01-02}$ . Pour le coupleur optimal l'évolution adiabatique est limitée par les modes  $SLP_{01-21\times}$  et  $SLP_{11+-31+}$ . Le critère d'adiabaticité est aussi quasi constant pour  $ITR \in [0, 3; 1]$ .

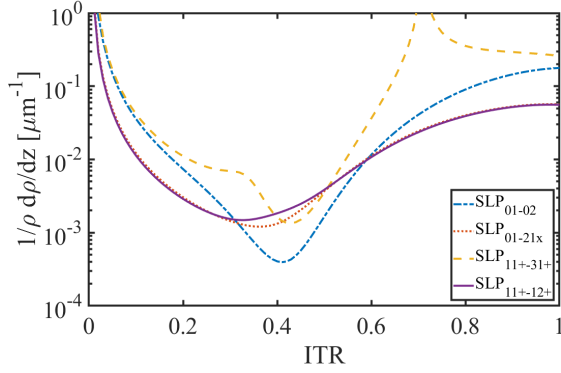
Selon les paramètres testés, le minimum du critère d'adiabaticité est déterminé soit par le couplage  $SLP_{01-21\times}$ , soit par le couplage  $SLP_{01-21\times}$  et le couplage  $SLP_{11+-31+}$ . Lorsque le critère est limité par le couplage  $SLP_{01-21\times}$  et  $SLP_{11+-31+}$ , les longueurs calculées pour  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11+}$  sont les mêmes.

Tableau 4.4 Résumé des conditions optimales trouvées pour les coupleurs symétriques  $2 \times 2$ .

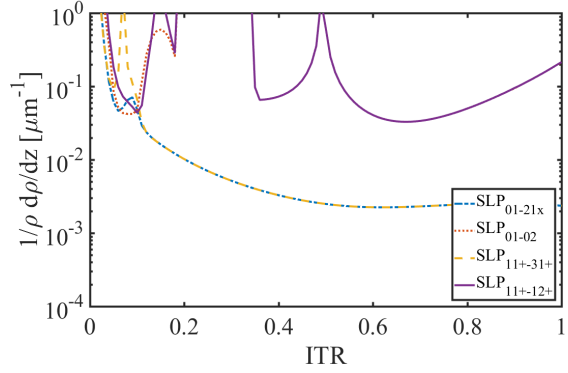
		$L_{tot}$ [mm]	$ITR_c$	$L_{min}$ [mm]	$L_0$ [mm]
<b>SMF-28-SMF-28</b>					
$V_1$	$\rho_1$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2	4,1	3,5	0,37	1,17	0,11
<b>Double-double</b>					
$V_2$	$\rho_2$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2	6	2,1	0,28	0,59	0,50
4	22	1,6	0,22	0,40	0,37
6	22	1,9	0,17	0,41	0,40
8	22	2,2	0,12	0,42	0,42
10	22	2,4	0,10	0,43	0,43
20	30	3,0	0,06	0,43	0,32

Le tableau 4.4, résume les conditions optimales trouvées lors des simulations. On constate que  $L_{min} \sim L_0$  pour l'ensemble des simulations de fibres à double gaine. Il existe tout de même un gain en longueur potentiel pour les coupleurs symétriques, à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et les

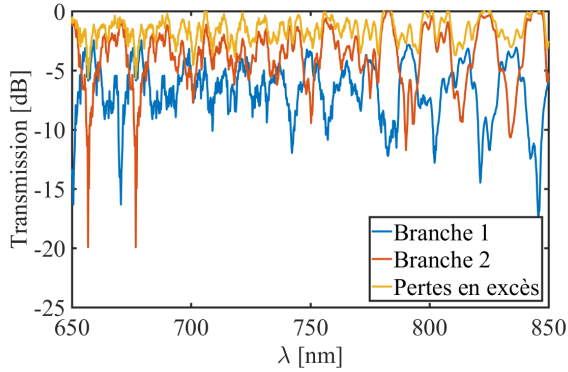
longueurs de zone chaude nécessaires pour des coupleurs symétriques à double gaine sont inférieures à ce qu'il nous est possible de fabriquer.



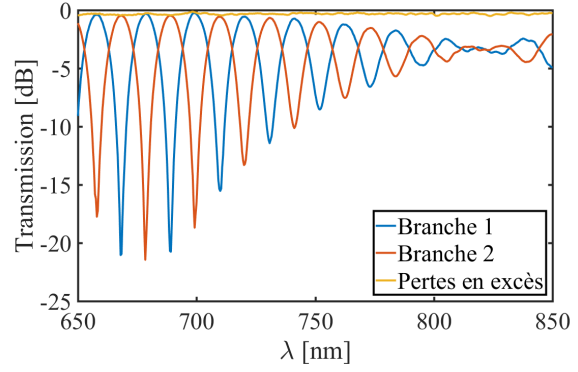
(a) Critère d'adiabaticité du coupleur 630HP.



(b) Critère d'adiabaticité du coupleur A-A.



(c) Transmission du coupleur 630HP.



(d) Transmission du coupleur A-A.

Figure 4.17 Coupleur symétrique  $2 \times 2$  fait de fibres à double gaine. (a) et (b) Critère d'adiabaticité des coupleurs symétriques 630HP et A-A. (c) Transmission d'un coupleur fait de deux fibres 630HP utilisées comme référence. (d) Transmission d'un coupleur fait de deux fibres A. Recette à longueur de zone chaude constante :  $L_0 = 1$  mm,  $ITR=0,03$ ,  $\lambda \in [650, 850]$  nm.

Pour valider notre modèle, nous avons encore une fois utilisé la fibre A, déjà en inventaire au LFO et avec  $\lambda_{\text{Cut Off}} = 605$  nm. Si on calcule  $L_{\text{tot}}$  à partir de  $ITR_c$  et du minimum du critère d'adiabaticité, figures 4.17(a) et 4.17(b), on trouve que la longueur totale théorique pour les coupleurs 630HP et AA est de  $L_{\text{tot}}=7,9$  mm et 3,3 mm respectivement.

Un montage en I similaire à celui de la figure 4.8(a) a été utilisé. Un coupleur symétrique fait de fibre A a été étiré jusqu'à un  $ITR=0,03$ . Comme référence, un coupleur symétrique fait de fibre 630HP a été fabriqué dans les mêmes conditions que le coupleur A-A, voir figure 4.17. Pour la recette utilisée,  $L_0 = 1$  mm, on s'attend à avoir du couplage  $SLP_{01-21\times}$  et

possiblement du couplage  $SLP_{01-02}$ ,  $SLP_{11+-31+}$ ,  $SLP_{11+-12+}$ . À la figure 4.17(c), on observe du battement entre plusieurs modes et des pertes d'excès allant de 0 à 5 dB. Nous n'avons pas cherché à déterminer si les pertes étaient causées par le couplage du mode  $SLP_{21\times}$  vers des modes d'ordre supérieur, ou si on couplait significativement avec les modes  $SLP_{31+}$  et  $SLP_{12+}$ . On voit tout de même que le dispositif se comporte principalement comme un coupleur WDM pour un ordre de croisement élevé.

Pour le coupleur A-A, aucun couplage ou perte ne devrait être visible pour la recette effectuée. Le dispositif devrait se comporter comme un coupleur WDM sur la plage en longueur d'onde étudiée. À la figure 4.17(d), on observe que les pertes en excès sont inférieures à 0,5 dB sur l'ensemble du spectre. À l'ITR final de 0,03, le coupleur est à un croisement élevé et la présence de mode de polarisation ajoute une enveloppe lente qui se superpose au battement entre les modes  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11+}$ . D'autres essais ont montré que le premier croisement pour ce coupleur WDM se produit autour de  $ITR=0,08$ .

Le coupleur se comporte exactement tel que prévu et il s'agit à notre connaissance du coupleur WDM le plus court jamais réalisé. À la figure 4.18, on compare la taille du coupleur à une pièce de 5 cents. La longueur totale de l'effilage est de 8 mm et la zone sur laquelle le coupleur est fusionné est légèrement plus grande. La taille totale du dispositif pourrait encore être réduite de beaucoup, en ajustant la longueur de la zone fusionnée et en diminuant la longueur de l'effilage. Comme expliqué précédemment, nous sommes toutefois limités par le fait que la plus petite longueur de zone chaude que nous pouvons faire est de  $\sim 1$  mm. Dans des travaux futurs, il sera intéressant de faire fabriquer de la fibre sur mesure pour transposer le concept à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  afin de tester le composant optimum proposé. Notre équipement étant mieux adapté à cette longueur d'onde, il devrait être facile d'obtenir des pertes en excès encore plus petites et un bruit sur les mesures plus petit.



Figure 4.18 Photographie d'un coupleur symétrique A-A. **a.** Indique la zone sur laquelle le coupleur est effilé. **b.** Indique la zone sur laquelle le coupleur est fusionné.

## 4.2.2 Coupleurs asymétriques

Pour débiter notre analyse des structures asymétriques, nous allons dans un premier temps comparer les deux techniques retrouvées dans la littérature pour créer des effilages adiabatiques de structure asymétrique. La première consiste à prendre deux fois la même fibre, mais à en effiler l'une d'elles pour obtenir une nouvelle fibre de diamètre extérieur plus petit que la fibre initiale. Nous dénoterons les coupleurs faits avec cette technique «coupleurs asymétriques par effilage». Cette technique a été utilisée par [9], [12], [22] et [27] pour faire des lanternes photoniques sélectives modalement à 3, 6 et 10 modes.

La seconde méthode consiste à utiliser deux fibres à saut unique dont le coeur est différent pour générer de l'asymétrie. On dénotera cette méthode par le terme «asymétrie de coeur». Cette méthode possède l'avantage de donner des composants dont la préforme fusionnée est plus facile à fabriquer. À la figure 4.19, on compare la longueur théorique de composants faits à l'aide de ces deux techniques à la longueur d'un coupleur symétrique. On voit à la figure

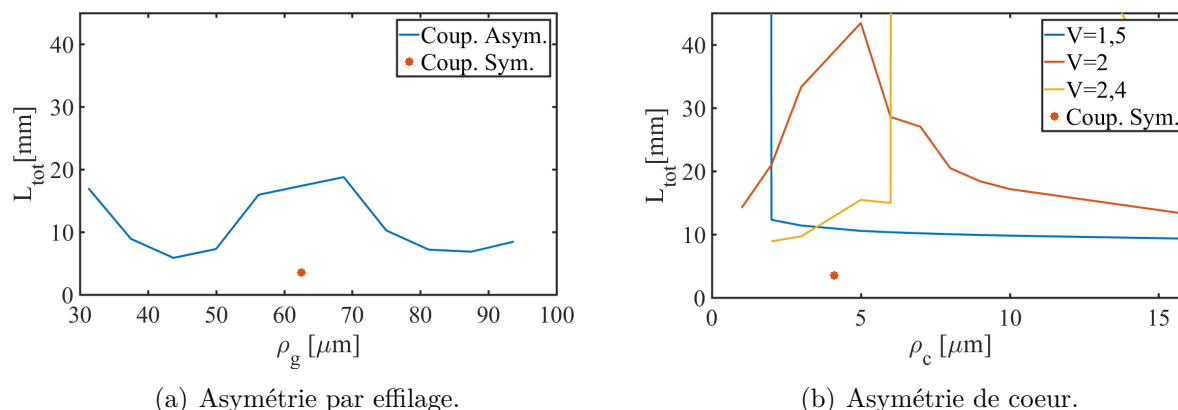


Figure 4.19 Longueur totale d'un effilage adiabatique pour des coupleurs asymétriques d'effilage et asymétriques de coeur.  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . La première fibre est toujours une SMF-28. (a) Le profil d'indice de la deuxième fibre est identique à celui de la première à une homothétie près. L'axe des abscisses est le rayon de la deuxième fibre. (b) La gaine de verre de la deuxième fibre est identique à la première, son coeur diffère toutefois de celui d'une SMF-28. Pour trois paramètres  $V$  monomodes, on varie le rayon  $\rho_c$  de la deuxième fibre. Les «\*» indiquent un coupleur symétrique fait de deux fibres SMF-28 standard.

4.19 qu'il est beaucoup plus difficile de fabriquer des structures adiabatiques asymétriques que des structures symétriques adiabatiques. Il est aussi généralement plus facile de réussir une transition adiabatique à l'aide d'un effilage, mais aucune des conditions testées ne permet d'obtenir un effilage adiabatique plus court que pour un coupleur symétrique.

En 4.19(b), on remarque que certains points mènent rapidement à des dispositifs très longs (au-delà de 45 mm). Cela est dû à la présence de pseudo-croisements sur les courbes d'indice



effectif. Un pseudo-croisement survient lorsque les indices effectifs de deux modes tendent à se croiser pour un certain ITR, et que le couplage entre ces deux modes force une levée de dégénérescence à l'endroit où on s'attendrait à voir un croisement. Un pseudo-croisement peut survenir dans toutes sortes de conditions, mais ici ils surviennent lorsque l'indice effectif des modes  $LP_{01}$  associés aux guides individuels tendent à avoir la même valeur.

À l'annexe L, on présente les courbes d'indices effectifs obtenues pour le couple SMF-28 et une fibre de paramètre  $V = 2,4$ , ainsi que les courbes de critère d'adiabaticité associé. On voit apparaître un pseudo-croisement pour  $\rho_c > 5 \mu\text{m}$ , puis ce pseudo-croisement disparaît graduellement pour des valeurs supérieures de  $\rho_c$ .

Autour du pseudo-croisement,  $\Delta\beta_{ij} \rightarrow 0$  peut être très petit, ce qui peut avoir comme conséquence de faire tendre le critère d'adiabaticité vers 0. Si on prend l'exemple de la figure L.2(b) le pseudo-croisement fait apparaître une dépression rapide autour de  $\text{ITR} \sim 0,8$  sur la courbe  $SLP_{01-11+}$ . À mesure que  $\rho_c$  croît, ce pic se déplace graduellement vers  $\text{ITR} \sim 0,4$  et devient de moins en moins intense.

Ceci nous oblige à introduire le concept de diabaticité, à ne pas confondre avec adiabaticité. Une transition adiabatique est une transformation suffisamment lente telle qu'on garantie que si un photon habite l'état d'index  $n$  à l'entrée, alors il habitera encore l'état d'index  $n$  après la transformation, et ce, même si le champ associé à cette état varie grandement lors de la transformation. Une transition diabatique est une transition au cours de laquelle la transformation est suffisamment rapide pour que les champs finaux et initiaux soient les mêmes. Or, près des pseudo-croisements, le champ associé aux modes varie rapidement, et pour une transformation suffisamment rapide, un photon habitant l'état d'index  $n = 1$  habitera l'état d'index  $n = 2$  après la transformation. Il y a donc échange d'index entre les modes.

À notre connaissance, il n'existe toutefois pas de formulation quantitative d'un «critère de diabaticité» analogue au critère d'adiabaticité en puissance que nous avons amplement utilisé dans nos travaux. Un critère de diabaticité permettrait de fixer une valeur de pente normalisée au-delà de laquelle le composant subit une transformation diabatique.

Conséquemment, nous avons ignoré toutes les situations de pseudo-croisement apparaissant sur les critères d'adiabaticité. Celles-ci mènent systématiquement à des composants très longs lorsqu'on exige que la transformation soit adiabatique. Ce faisant, on ignore certaines conditions expérimentales qui pourraient nous permettre de faire des dispositifs courts et en apparence adiabatique. On a par contre le bénéfice de garder notre analyse simple.

Pour revenir à la figure 4.19, nous avons observé que la paire de modes limitant le critère

d'adiabaticité changera selon les conditions simulées. Pour les coupleurs asymétriques par effilage, le minimum du critère d'adiabaticité est dicté par le couplage  $SLP_{01-11+}$  lorsque la structure est légèrement asymétrique et par  $SLP_{11+-21\times}$  lorsque la structure est fortement asymétrique. Pour les coupleurs asymétriques de coeur, le minimum du critère d'adiabaticité est toujours dicté par le couplage  $SLP_{01-11+}$ .

À la figure 4.21, on montre le résultat de la fabrication de coupleurs asymétriques de coeur faits à partir de fibre à simple saut d'indice que nous avons en stock. Comme fibre de référence, nous avons utilisé une SMF-28 qui a été pairée soit avec une fibre 1310M-HP, *Nufern*, ou avec une fibre accutether, *AT&T*. Le profil des deux paires de fibres étudiées est présenté à la figure 4.20. Remarquez que la fibre accutether possède une mince gaine d'indice plus bas que celui de la gaine de verre. Nos simulations ont montré que cette fibre est bien monomode et que l'indice effectif du mode  $LP_{01}$  de celle-ci est supérieur à l'indice effectif de la SMF-28.

À la figure K.1, on présente le critère d'adiabaticité pour ces deux structures. Le minimum du critère d'adiabaticité pour ces deux structures correspond à un  $L_0 = 5$  mm pour le coupleur fait de la fibre accutether et un  $L_0 = 25$  mm.

Au moment où les essais sur ces coupleurs ont été conduits, nous n'avions pas accès au logiciel *XSupermodes*. Les conditions d'adiabaticité pour ces dispositifs ont donc été déterminées de manière heuristique. Des recettes à longueur de zone chaude constantes allant de  $L_0 = 10$  à 25 mm ont été faites. Celles-ci engendraient toutes des pertes et un couplage significatif après étirage. Or, connaissant maintenant les critères d'adiabaticité de ces deux dispositifs, il est étonnant que ces conditions d'étirage n'aient mené à aucun essai d'effilage adiabatique réussi pour la structure SMF-28-Accu. Il est possible que cette erreur provienne de notre méthode de mesure des profils d'indice, car les simulations ont été faites à l'aide des profils mesurés.

Les résultats présentés à la figure 4.21 ont été obtenus à l'aide d'une recette d'étirage seg-

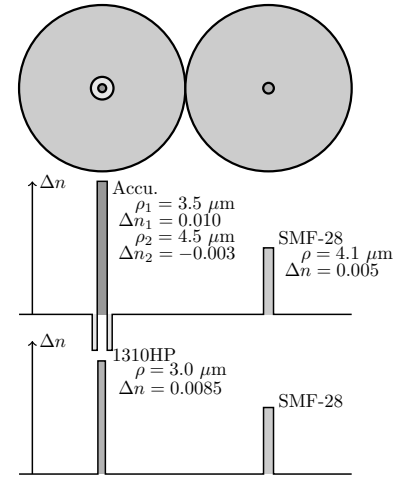


Figure 4.20 Structure des null coupleurs faits des fibres accutether et 1310M-HP. Le profil d'indice des fibres a été mesuré à l'aide d'un profileur d'indice maison utilisant la méthode du champ proche réfracté. Un modèle simple à saut d'indice a ensuite été fait pour chacune des fibres.

mentée en trois parties. Durant cette recette, on utilise une étape à longueur de zone chaude variant linéairement avec un  $\alpha = -1$ . Ceci permet d'obtenir des pentes très douces à l'approche de  $\text{ITR}=0,43$ . La longueur totale de la zone effilée est de  $\approx 10$  cm ce qui en fait un dispositif très long et fragile.

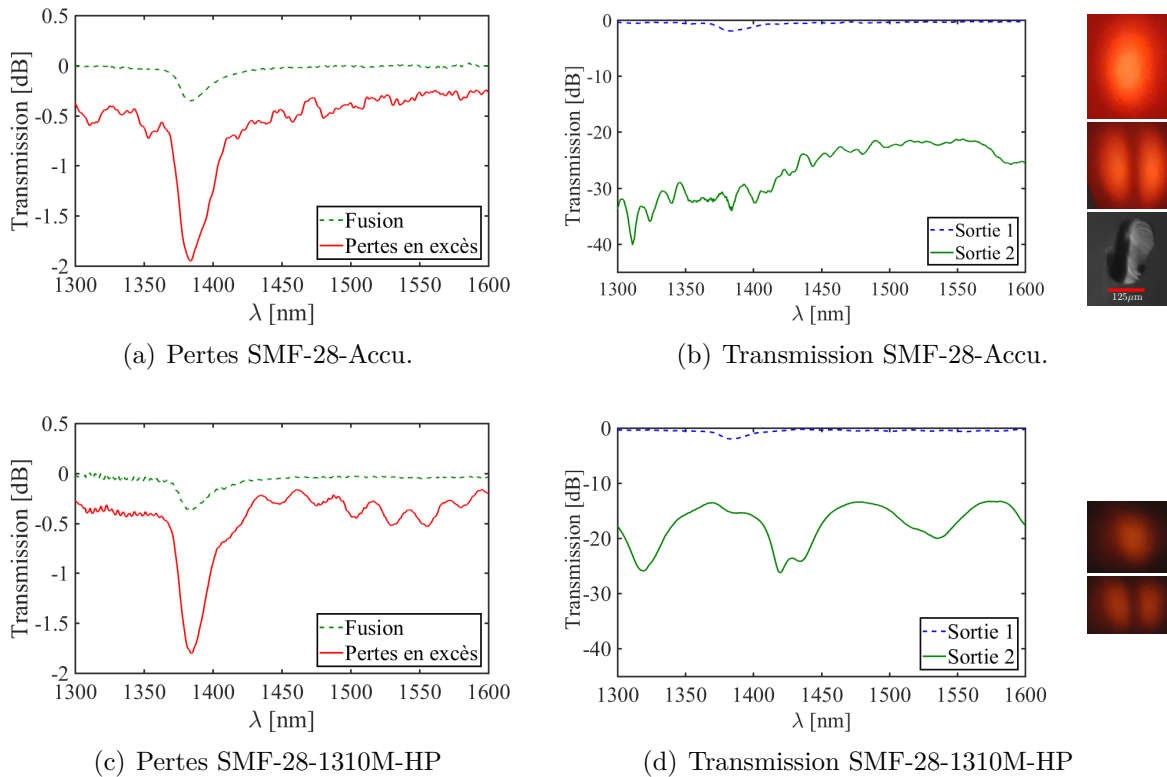


Figure 4.21 Fabrication de null couplers à partir des paires de fibres SMF-28-Accutether et SMF-28-1310M-HP. La paire de fibres d'intérêt est fusionnée sur 20 mm à l'aide d'une fusion rapide à 2 passages. 1<sup>ère</sup> étape d'étirage :  $\text{ITR} \in [1; 0,43]$ ,  $\alpha = 0,4$  et  $L = 18$  à 35 mm. 2<sup>e</sup> étape d'étirage :  $\text{ITR} \in ]0,43; 0,2]$ ,  $\alpha = -1$  et  $L = 35$  à 7 mm. 3<sup>e</sup> étape d'étirage :  $\text{ITR} \in ]0,2; 0,1]$ ,  $\alpha = 0$  et  $L = 7$  mm. Tous les spectres ont été mesurés lorsqu'on entre dans le dispositif via la SMF-28. (b) et (d) à droite : on montre une photo des modes en champ lointain tel que vus sur une carte fluorescente sensible à l'infrarouge. (b) en bas à droite : on montre une coupe transverse de la préforme avant étirage.

À l'exception du pic d'absorption de l'eau,  $\lambda \in [1350, 1450]$  nm, les pertes après la fusion sont  $< 0,075$  dB (figure 4.21(a) et 4.21(c)) sur l'ensemble du spectre. Les pertes d'insertion sont inférieures à  $< 0,6$  dB sur l'ensemble du spectre. Ceci et la présence d'un battement en longueur d'onde nous indiquent que le processus n'est pas tout à fait adiabatique.

Aux figures 4.21(b) et 4.21(d), on retrouve une photographie en champ lointain des modes  $\text{SLP}_{01}$  et  $\text{SLP}_{11+}$ . Pour obtenir ces photos, le dispositif est clivé et on observe le champ

lointain sur une carte fluorescente. Lorsqu'on entre via la fibre de plus bas indice effectif pour le mode  $LP_{01}$  (toujours la SMF-28), on excite le mode  $SLP_{11+}$ , et lorsqu'on entre par la fibre d'indice effectif le plus élevé, on excite le mode  $SLP_{01}$ .

À partir des courbes de transmission des null couplers, nous avons estimé la pureté modale pour le coupleur SMF-28-Accu. à être entre  $-21$  et  $-27$  dB (sur 3 essais), voir annexe K. La pureté modale pour le coupleur SMF-28-1310M-HP à été estimée à  $-19$  dB (1 essais).

Avec ces dispositifs, on peut exciter sélectivement les modes  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11+}$  avec un très grand contrôle. Pour nos travaux futurs, il sera toutefois essentiel d'avoir une mesure directe de la pureté modale au centre du dispositif. Des mesures quantitatives du contenu modal au centre d'un coupleur peuvent être effectuées à l'aide d'un microscope en champ proche et d'une source monochromatique accordable en longueur d'onde [30–32]. Un prototype utilisant un sténopé de  $1 \mu\text{m}$  et un amplificateur de type «lock-in» est actuellement en développement. Ce prototype devrait nous permettre de mesurer directement le champ à la sortie d'une structure effilée et clivée, et ce, avec une grande sensibilité.

### 4.2.3 Asymétrie gaine simple-gaine double

Nous allons maintenant étudier le cas de transition adiabatique faisant intervenir une fibre de référence, encore une fois la SMF-28, et une fibre à double gaine. Pour obtenir un dispositif asymétrique ayant le comportement voulu, il est essentiel que les modes  $LP_{01}$  des fibres individuelles correspondent au premier et second supermodes. Il est donc obligatoire que les indices effectifs des modes soient ordonnés tel que présenté à la figure 4.22. Les modes des guides individuels doivent ensuite rester dans cet ordre lors de l'effilage. Certains ensembles de paramètres mènent à des pseudo-croisements. Par exemple, un paramètre  $\rho_A$  trop petit mènera à une fuite rapide du mode  $LP_{01}$  de la fibre  $\mathcal{A}$ , ce qui le fera croiser avec le troisième mode de la structure.

La condition initiale sur l'ordre des modes contraint aussi les valeurs que peuvent prendre  $\Delta n_{B2}$  et  $\rho_{B2}$ . Pour un  $\rho_{B2}$  fixe, il existe toujours une valeur  $\Delta n_{B2}$  telle que l'ordre initial des modes n'est pas respecté. Ces situations sont rejetées.

Seuls les paramètres  $\Delta n_{B2}$  et  $\rho_{B2}$  ont été balayés pour simuler cette structure.  $\Delta n_A$  et  $\rho_A$  correspondent aux paramètres d'une SMF-28,  $\rho_{B1} = 4,1 \mu\text{m}$  et  $\Delta n_{B2}$  est calculé à partir de

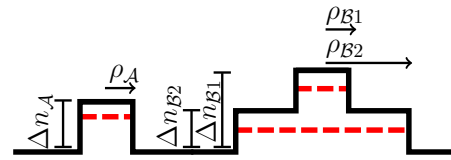
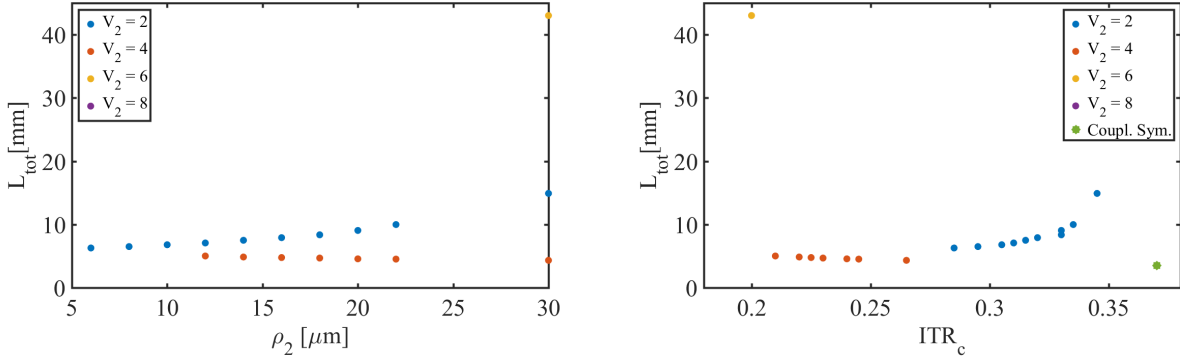


Figure 4.22 Règle de conception pour un coupleur asymétrique gaine simple-gaine double. En noir : Schématisation du profil d'indice. En rouge : L'indice effectif des 3 premiers supermodes à  $ITR=1$ .

$\Delta n_{B2}$  et  $\rho_{B2}$  de sorte que  $V_{B1} = 2$ .

Comme pour les cas précédents, les simulations ont été faites en fixant d'abord  $V_{B2}$  et en balayant en  $\rho_{B2}$ . Comme tous les autres paramètres sont fixes, on écrira simplement  $V_2$  et  $\rho_2$  pour la suite.



(a) Longueur totale selon le rayon de la première gaine  $\rho_2$ . (b) Longueur totale selon l'ITR critique de  $SLP_{01}$ .

Figure 4.23 Longueur totale de coupleur asymétrique de type gaine simple-gaine double. L'axe des abscisses a été fixé pour être facilement comparé avec la figure 4.19. En (a) et (b) : il était impossible d'obtenir un couple  $\Delta n_{B2}$ ,  $\rho_{B2}$  ordonnant correctement les modes à  $ITR = 1$  pour un paramètre  $V_{B2} > 8$ . De plus, des paramètres  $V_{B2} > 4$  présentaient un ou plusieurs pseudo-croisements des supermodes lors de l'étirage ce qui abaisse grandement le critère et menait à des composants très longs. Ceux-ci ne sont donc pas visibles. (b) : Coupl. Sym. réfère à un coupleur symétrique fait de deux SMF-28.

À l'annexe M, on montre comment les paramètres  $\rho_2$  et  $V_2$  peuvent être utilisés pour déplacer le minimum du critère d'adiabaticité. En général, le minimum du critère  $SLP_{01-11+}$  s'abaisse lorsque  $\rho_2$  grandit alors que le minimum du critère  $SLP_{11+-21\times}$  reste constant. Pour les composants avec  $V_2 = 2$ , le minimum du critère est toujours déterminé par le couplage  $SLP_{01-11+}$ . La longueur du composant dépend donc de la valeur de  $\rho_2$ . Lorsqu'on augmente  $V_2$  le critère  $SLP_{01-11+}$  augmente. Pour  $V_2 = 4$ , le critère est toujours limité par le minimum de  $SLP_{11+-21\times}$ . La longueur des composants avec  $V_2 = 4$  ne dépend presque pas de  $\rho_2$ .

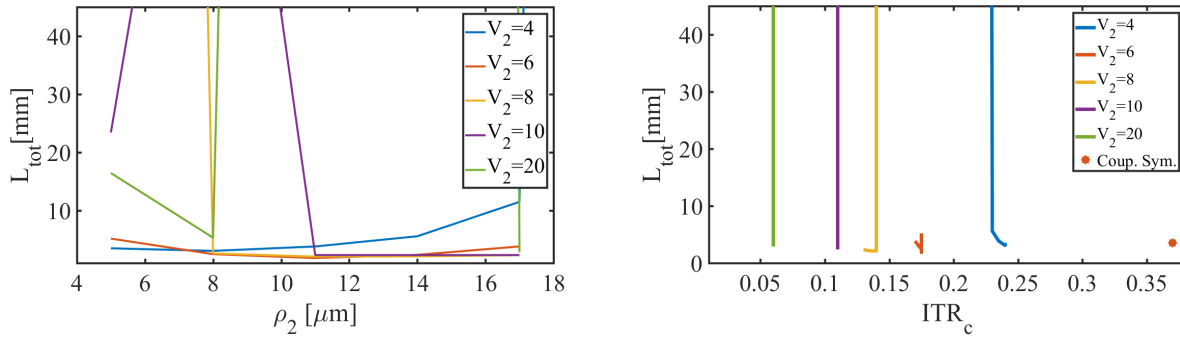
Le composant correspondant à  $V_2 = 4$  et  $\rho_2 = 30 \mu\text{m}$  est le plus performant, car il s'agit de la configuration simulée qui mène à la fois au composant le plus court et à l' $ITR_c$  le plus élevé. Qui plus est, le minimum du critère d'adiabaticité pour cette configuration est de  $\sim 8,5 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ , correspond à un  $L_0 \approx 1,2 \text{ mm}$ . Ceci permettra d'utiliser des fusions très courtes, car la longueur de zone chaude initiale pourra elle aussi être très courte. On pourrait même envisager commencer avec une longueur de zone chaude inférieure à 1 mm.

#### 4.2.4 Asymétrie gaine double-gaine double

La deuxième méthode envisagée pour générer de l'asymétrie est d'utiliser deux fibres à double gaine dont les coeurs et les sauts d'indice sont identiques, voir figure 4.24. Cette fois les fibres  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{B}$  partagent les mêmes sauts d'indice  $\Delta n_2$  et  $\Delta n_1$ . Aussi, on considèrera que  $\rho_{A2} < \rho_{B2}$  toujours. Ceci garantit que les supermodes soient ordonnés correctement avant l'étirage. On fixe encore la taille des coeurs,  $\rho_{A1} = \rho_{B1} = 4,1 \mu\text{m}$ , et leur paramètre  $V$ ,  $V_{A1} = V_{B1} = 2$ . On fixe aussi le diamètre externe à  $125 \mu\text{m}$  comme auparavant. On peut donc balayer sur 3 paramètres ( $\rho_{A2}$ ,  $\rho_{B2}$  et  $\Delta n_2$ ) pour déterminer le meilleur dispositif.

Notre logiciel de simulation ne nous permettant pas de facilement de faire un balayage paramétrique, nous avons accéléré la recherche en fixant les fibres  $\mathcal{B}$  en ce basant sur les résultats de simulation de coupleur symétrique de la section 4.2.1. Pour un paramètre  $V_{B2}$  fixe on prend le paramètre  $\rho_{B2}$  qui minimisait  $L_{\text{tot}}$  à la figure 4.16. Ce faisant, on fixe  $\Delta n_2$  et  $\rho_{B2}$  et le seul paramètre libre est  $\rho_{A2}$ .

Pour la suite, on dénotera  $V_{B2}$  par  $V_2$  et  $\rho_{A2}$  par  $\rho_2$  par souci de simplicité.



(a) Longueur totale selon le rayon de la première gaine  $\rho_2$ . (b) Longueur totale selon l'ITR critique de  $\text{SLP}_{01}$ .

Figure 4.25 Étude de l'adiabaticité d'un coupleur asymétrique fait de deux fibres à double gaine. L'axe des abscisses a été fixé pour être facilement comparé avec la figure 4.19. (b) : Coupl. Sym. réfère à un coupleur symétrique fait de deux SMF-28.

Les résultats de ces simulations sont présentés à la figure 4.25. Plusieurs conditions mènent à des pseudo-croisements comme ceux présentés à l'annexe L. Les composants adiabatiques

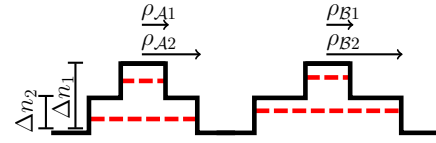


Figure 4.24 Règle de conception pour un coupleur asymétrique gaine double-gaine double. En noir : Schématisation du profil d'indice. En rouge : L'indice effectif des 4 premiers supermodes à  $\text{ITR}=1$ .

en résultant sont longs et la plupart ne sont pas visibles sur la figure 4.25. L'ITR<sub>c</sub> est principalement dicté par la fibre  $\mathcal{B}$  puisqu'elle guide plus fortement que la fibre  $\mathcal{A}$ . Ceci explique pourquoi l'ITR<sub>c</sub> ne dépend presque pas de  $\rho_2$ . L'ITR<sub>c</sub> diminue avec  $V_2$  de la même manière que vu précédemment.

Le tableau 4.5 résume les conditions optimales obtenues pour toutes les configurations de coupleur asymétrique à deux fibres envisagées. Tous les optimums en longueur faisant intervenir des fibres à double gaine mènent à des composants plus courts que les techniques par effilages et asymétries de coeurs. Chaque condition du tableau 4.5 présente un  $L_0$  inférieur à 1 millimètre, ce qui nous porte à croire que nous pourrions les utiliser pour faire des fusions très courtes.

Tableau 4.5 Résumé des conditions optimales trouvées pour des coupleurs asymétriques. Les conditions optimales sont celles qui minimisent  $L_{\text{tot}}$ .

			$L_{\text{tot}}$ [mm]	ITR <sub>c</sub>	$L_{\text{min}}$ [mm]	$L_0$ [mm]
<b>Par effilage</b>						
$\rho_g$ [ $\mu\text{m}$ ]						
	87,5		6,9	0,28	1,94	0,09
	43,8		5,9	0,39	2,04	0,52
<b>De cœur</b>						
$V_1$	$\rho_c$ [ $\mu\text{m}$ ]					
1,5	16,0		9,3	0,39	3,20	2,89
2,0	16,0		13,2	0,38	4,49	1,59
2,4	2,0		8,9	0,30	2,59	0,25
<b>Simple-double</b>						
$V_{\mathcal{B}2}$	$\rho_{\mathcal{B}2}$ [ $\mu\text{m}$ ]					
2,0	6,0		6,3	0,29	1,80	0,51
4,0	30,0		4,3	0,27	1,18	0,24
<b>Double-double</b>						
$V_{\mathcal{B}2}$	$\rho_{\mathcal{B}2}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\rho_{\mathcal{A}2}$ [ $\mu\text{m}$ ]				
4,0	22,0	8,0	3,1	0,24	0,80	0,41
6,0	22,0	11,0	1,9	0,18	0,41	0,41
8,0	22,0	11,0	2,1	0,14	0,43	0,43
10,0	22,0	14,0	2,4	0,11	0,45	0,44
20,0	30,0	17,0	2,9	0,06	0,43	0,33

Comme dans le cas d'une structure asymétrique gaine simple-gaine double, il est possible de choisir des paramètres  $V_{\mathcal{B}2}$ ,  $\rho_{\mathcal{A}2}$  tel que le minimum du critère soit donné par SLP<sub>01-11+</sub> ou SLP<sub>11+-21×</sub>. Lorsque la structure devient plus fortement guidante ( $V_{\mathcal{B}2}$  élevée), le minimum du critère d'adiabaticité est dicté par SLP<sub>01-21×</sub>. On en voit un exemple à la figure 4.27. Le couplage SLP<sub>01-21×</sub> devient limitant, et ce sur une large plage de ITR  $\in [1; 0, 4]$ . La tendance à

l'aplatissement du critère explique pourquoi on retrouve  $L_{\min} \sim L_0$  pour toutes les conditions où  $V_{B2}$  est élevé.

Nous sommes pour l'instant limités dans notre capacité à balayer l'ensemble des structures asymétriques envisageables. La mise à jour de nos logiciels de résolution par différence finie nous permettra de faire une exploration plus exhaustive. Notamment, on pourrait envisager de lever la contrainte d'égalité des sauts d'indice pour les deux fibres, ce qui pourrait potentiellement nous permettre d'obtenir des structures encore meilleures. Il serait aussi bien sûr possible d'étudier le comportement de structures asymétriques faites de fibre plus complexe comme des fibres à triple gaine ou encore des fibres à profil continu.

#### 4.2.5 Structure asymétrique à $N$ fibres

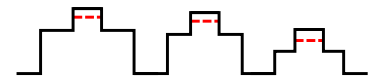
Les résultats de simulations pour les coupleurs asymétriques à deux fibres nous permettent de proposer une approche générale pour fabriquer des structures asymétriques à  $N$  fibres, voir figure 4.26. Ces structures pourraient permettre de faire des lanternes photoniques spécifiques modalement plus courtes que ce qui est présentement possible de faire.

La structure asymétrique à  $N$  fibres provient de la fusion de fibres à double gaine de diamètre externe identique. Les coeurs des fibres à double gaine sont semblables (rayon et saut d'indice similaire), et leurs paramètres exacts sont ajustés pour que chaque coeur présente le même MFD. Les paramètres de la première gaine de chaque fibre sont choisis pour faciliter la transition adiabatique des  $N$  premiers supermodes de la structure, ce qui permet de produire des dispositifs plus courts. La structure globale est telle que les supermodes ne forment pas de pseudo-croisements au cours de l'étirage.

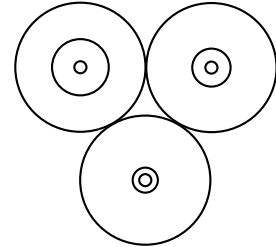
Encore une fois, on se limite pour l'instant à utiliser des fibres à double gaine dont l'indice est strictement décroissant.

#### 4.2.6 Preuve de principe

Pour obtenir une démonstration expérimentale des bénéfices d'utiliser une paire asymétrique à double gaine les fibres A et B, voir tableau 4.2, ont été utilisées pour créer des null coupler dans la plage  $\lambda \in [650, 1000]$  nm. Le null coupler obtenu pourra être coupé en deux pour



(a) Schéma du profil d'indice des fibres individuelles.



(b) Vue transverse de la structure avant fusion.

Figure 4.26 Proposition d'une structure asymétrique à  $N$  fibres.



obtenir une lanterne photonique spécifique modalement pour les modes  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11+}$ . Nous avons fabriqué cette lanterne photonique dans le but à la fois de démontrer l'efficacité de notre technique et d'obtenir un composant qui puisse être intégré dans un système d'imagerie OCT à 930 nm.

Dans [18], les auteurs font la démonstration qu'il est possible d'utiliser plusieurs modes spatiaux guidés par une fibre à quelques modes pour augmenter l'information obtenue dans une image de OCT. Plus particulièrement, ils démontrent que des modes d'ordre supérieur comme  $LP_{11}$  et  $LP_{21}$  peuvent être utilisés pour obtenir une image dont le contraste est donné par la dispersion dans les tissus. Intégrer une lanterne photonique spécifique modalement directement dans la tête d'imagerie d'un système OCT aurait plusieurs bénéfices. Le système obtenu serait plus simple (moins de composants). On obtiendrait un bien meilleur ratio signal sur bruit, ce qui donnerait de meilleures images. Le système serait aussi plus rapide, puisqu'on pourrait collecter en parallèle le signal lié à chaque mode spatial. Finalement, une lanterne photonique spécifique modalement permettrait aussi de mesurer la dispersion directionnelle, puisque qu'elle permet de différencier les modes  $LP_{11+}$  et  $LP_{11x}$ .

Dans cette optique, nous avons voulu valider le comportement de notre null coupler sur la plage en longueur d'onde allant de  $\lambda \in [650, 1000]$  nm. La partie gauche du spectre,  $\lambda \in [650, 850]$  nm, se situe près des  $\lambda_{\text{cut Off}}$  des fibres utilisées et la partie droite du spectre,  $\lambda \in [850, 1000]$  nm, est explorée pour déterminer si le dispositif pourrait être intégré dans un système OCT à 930 nm.

À la figure 4.27, on montre le critère d'adiabaticité du coupleur A-B calculé à  $\lambda = 730$  nm et  $\lambda = 930$  nm. On y voit que le composant devrait être légèrement plus adiabatique aux grandes longueurs d'onde.

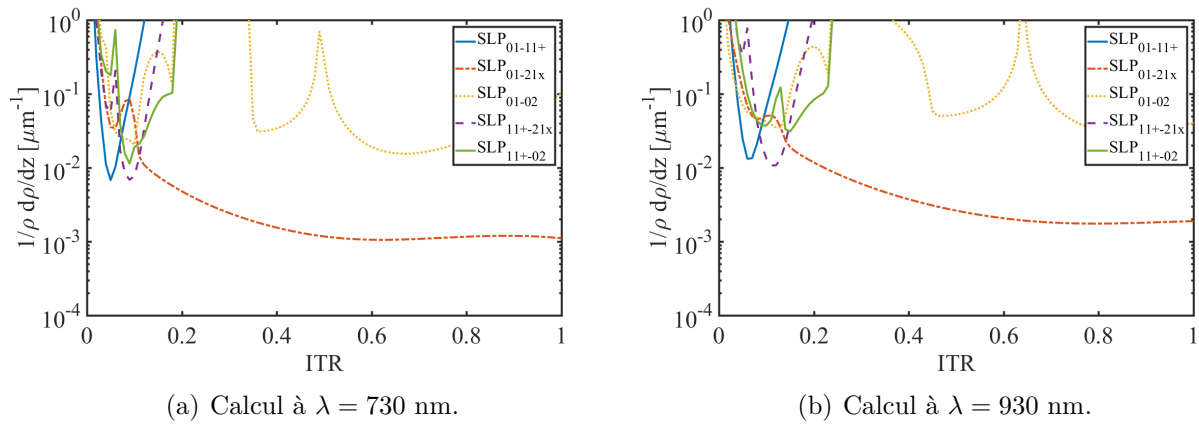


Figure 4.27 Critère d'adiabaticité d'un coupleur asymétrique fait des fibres A et B.

On s'attend toutefois à ce que le dispositif soit plus sensible au rayon de courbure aux grandes longueurs d'onde, puisqu'on se situera environs 500 nm au-dessus de la longueur d'onde de coupure des fibres initiales. Les fibres A et B ont des  $\lambda_{\text{Cut Off}}$  de 605 nm et 430 nm respectivement. Des essais pour caractériser leurs pertes en courbure ont été faits sur la plage  $\lambda \in [650, 1000]$  nm. Ceci nous a assuré que les fibres individuelles avant étirage ne présentaient aucune perte due aux courbures pour les conditions dans lesquelles nous avons effectué les essais.

De la même manière qu'aux sections 4.1.2 et 4.2.1, un montage en I a été fait pour s'assurer de ne mesurer que le transfert vers le mode  $\text{LP}_{01}$  des fibres A et B.

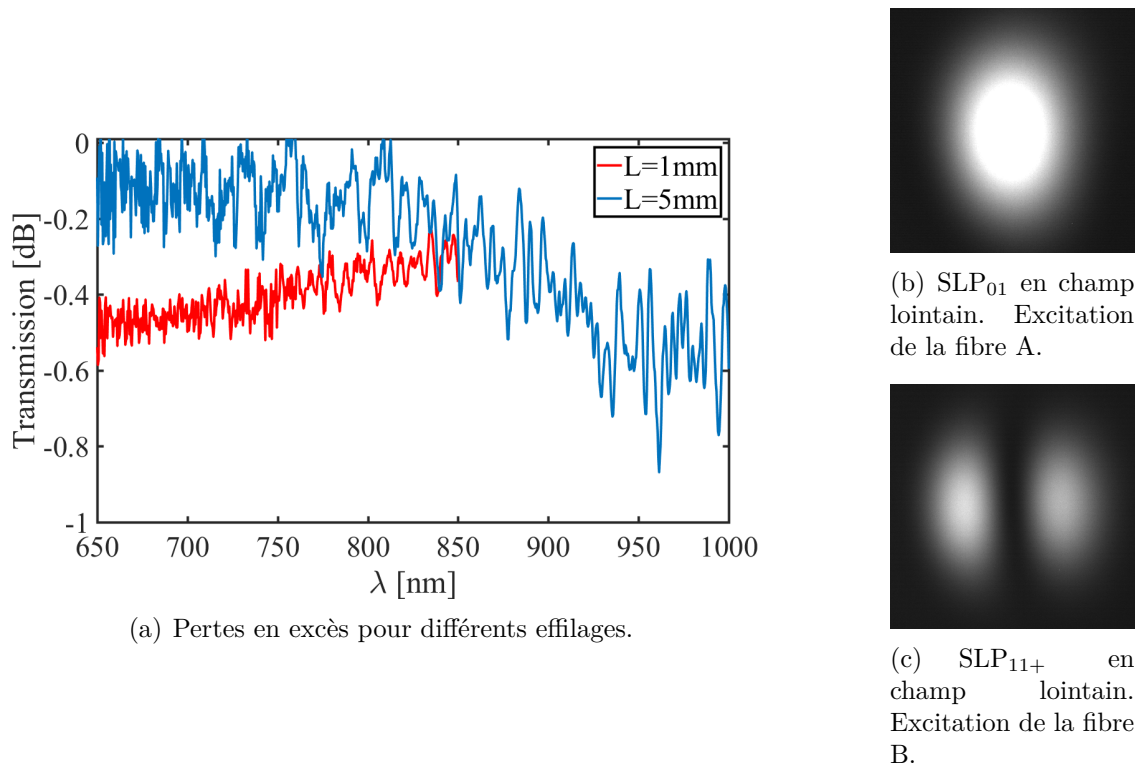


Figure 4.28 Comportement d'un null coupler A-B sur  $\lambda \in [650, 1000]$  nm. En (a) : on montre les pertes en excès du null coupler pour différents effilages. La légende dénote le paramètre  $L_0$  de la recette à longueur de zone chaude constante utilisée. En (b) et (c) : on montre une photo du champ lointain des modes  $\text{SLP}_{01}$  et  $\text{SLP}_{11+}$  à  $\lambda = 780$  nm. Le coupler a été coupé en son centre et les modes ont été projetés directement sur une caméra CCD.

À la figure 4.28, on montre les pertes en excès de deux null couplers fabriqués à l'aide des fibres A et B. Les fluctuations observées dans le signal sont attribuables au bruit de la source et de l'OSA. L'absence de battement à l'OSA et les faibles pertes observées sont caractéristiques d'une transformation adiabatique. Ceci est confirmé par les photos en champ lointain des

modes  $SLP_{01}$  et  $SLP_{11}$ .

On peut aussi remarquer que le coupleur fabriqué avec  $L_0 = 1$  mm présente moins de pertes aux grandes longueurs d'onde. Ceci correspond bien au comportement prévu par les critères d'adiabaticité à 730 et 930 nm. En utilisant une recette  $L_0 = 1$  mm (correspond à une pente normalisée de  $10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ ) on passe à ras le critère d'adiabaticité  $SLP_{01-21\times}$  à 730 nm, mais pas à 930 nm. On s'attend donc à ce que le composant soit plus facilement adiabatique à de grandes longueurs d'onde.

Pour l'essai fabriqué à  $L_0 = 5$  mm, on remarque que les pertes augmentent sur la plage  $\lambda \in [850, 1000]$  nm. En général, un guide d'onde est plus sensible aux perturbations à mesure qu'on s'éloigne de  $\lambda_{\text{Cut Off}}$  vers les grandes longueurs d'onde, on peut donc s'attendre à ce que ce soit toujours le cas. Toutefois, il n'est pas clair exactement à quoi sont attribuables ces pertes supplémentaires. Elles pourraient provenir d'une légère courbure dans la structure, d'une transformation qui ne serait pas tout à fait homothétique lors de l'étirage ou encore d'une légère diffusion des dopants lors de l'étirage.

Les propriétés mécaniques du demi-coupleur changent énormément selon qu'on utilise une longueur de zone chaude  $L_0 = 10$  mm ou 5 mm (l'ITR finale étant identique). Un demi-coupleur fabriqué avec  $L_0 = 10$  mm est si souple qu'il se déforme sous l'action de micro-courants d'air présent dans le laboratoire. Quelques essais faisant intervenir des recettes à longueur de zone chaude plus courte  $L \in [1, 5]$  mm nous ont permis d'obtenir des demi-coupleurs à la fois adiabatiques et rigides.

Les null couplers faits de fibre à double gaine A et B sont aussi beaucoup plus faciles à fabriquer que les null couplers faits à partir de fibres à saut unique, voir figure 4.21. Ils présentent aussi des pertes en excès inférieures et une meilleure pureté modale. En effet, aucun signal n'a pu être mesuré à la sortie de la fibre B lorsque nous injectons par la fibre A. Nous ne pouvons donc pas estimer la pureté modale à partir des signaux aux sorties comme nous l'avions fait pour les null couplers faits de fibres à saut unique. Le critère d'adiabaticité nous suggère que le couplage se fait principalement avec le mode  $SLP_{21\times}$  et que celui-ci couple ensuite avec des modes d'ordre supérieur. Aucun signal n'est visible dans la fibre B, puisque la courbe  $SLP_{01-11+}$  se situe environ un facteur 10 au-dessus de la pente normalisée fabriquée.

### 4.2.7 Simulation de structure à 4 fibres

L'objectif de ce mémoire est d'apporter des modifications à la méthode de fabrication de coupleurs fusionnés, chapitre 3, et au design de la structure transverse d'un coupleur doublement asymétrique, voir chapitre 2, dans le but d'en faciliter le plus possible la fabrication. Les deux prochaines sous-sections utilisent les résultats obtenus pour des structures symétriques et asymétriques à deux fibres pour déterminer quelles seraient les fibres qui seraient les meilleures candidates pour fabriquer des structures à 4 fibres.

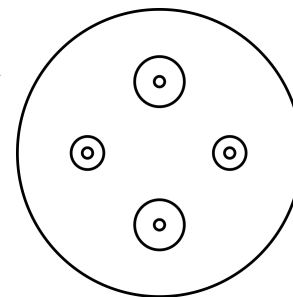


Figure 4.29 Modèle simple d'un coupleur  $4 \times 4$  fusionné. De l'extérieur vers l'intérieur on a l'indice de l'air, du verre, des premières gaines, puis des coeurs.

Nous utilisons un modèle simple de la structure fusionnée qui ne prend pas en compte le déplacement des dopants ou la diffusion des dopants lors de la fusion. Le modèle utilisé est présenté à la figure 4.29. On suppose une structure de verre ronde,  $f = 1$  et on suppose que la première gaine et le coeur des fibres sont encore circulaires après la fusion.

Les techniques de fusion de coupleur  $4 \times 4$  de la section 3.2.1 n'étant pas encore au point, nous n'avons pas pu procéder à la fabrication de structures à 4 fibres. Cette section se limite donc à un survol des simulations de structures à 4 fibres.

### 4.2.8 Transitions adiabatiques de structures symétriques à 4 fibres

Les coupleurs à 4 fibres symétriques ont les mêmes degrés de liberté que les coupleurs symétriques à deux fibres. Pour se donner un aperçu de l'utilité des fibres à double gaine dans des coupleurs  $4 \times 4$  symétriques, on se contente de calculer le critère d'adiabaticité des fibres optimales pour les structures symétriques à deux fibres listées au tableau 4.4.

Comme le profil des coupleurs symétriques à 4 fibres possède deux symétries de réflexion et une symétrie de rotation de  $\pi/4$ , les modes des familles  $SLP_{lm+}$  et  $SLP_{lm\times}$  sont parfaitement dégénérés. On omet donc de spécifier entre les versions «+» et « $\times$ » des modes.

À la figure 4.30, on compare le critère d'adiabaticité d'un coupleur  $4 \times 4$  fait de SMF-28 avec celui d'un coupleur fait de la fibre à double gaine de paramètre  $V_2 = 20$ ,  $\rho_2 = 30 \mu\text{m}$ . Il s'agit de la fibre simulée qui présente le meilleur potentiel pour fabriquer des coupleurs  $4 \times 4$  symétriques, car elle possède la longueur de zone chaude initiale,  $L_0$ , la plus courte tout en ayant un minimum global du critère d'adiabaticité, indiqué par  $L_{\min}$ , seulement légèrement inférieur.

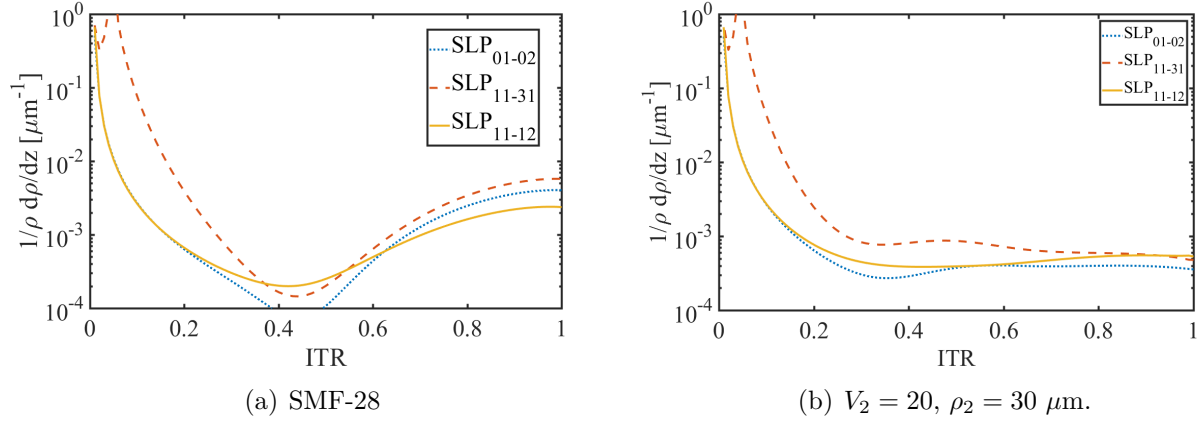


Figure 4.30 Critère d'adiabaticité de coupleurs symétriques à 4 fibres. Seuls les couplages les plus importants sont présentés.

Cette fibre répond à tous les critères recherchés pour la fabrication de coupleurs à 4 fibres. Son paramètre  $L_0$  est petit, ce qui la rend compatible avec l'utilisation des blocs de fusion spécialisés, voir section 3.2.1. De plus, le fait que son paramètre  $L_{\min}$  est du même ordre de grandeur que  $L_0$  nous permettra de fabriquer un effilage adiabatique avec les techniques présentement maîtrisées. Le composant final sera aussi plus court que ceux fabriqués par [8], ce qui rendra le dispositif plus robuste et facile à fixer dans son emballage protecteur. Un dispositif fabriqué avec cette fibre à double gaine posséderait toutefois un  $\text{ITR}_c = 0,045$ , ce qui correspond à un diamètre de  $11,25 \mu\text{m}$  au moment où le mode  $\text{SLP}_{01}$  commence à être guidé par la gaine de verre. Des structures de cette taille ne causent aucun problème à la fonction du coupleur.

En comparaison, les dispositifs à 4 fibres faits par [8] sont eux aussi compatibles avec des longueurs de fusion très courtes. Par contre, le minimum du critère d'adiabaticité qui leur sont associés les rend impossibles à fabriquer de manière adiabatique avec les méthodes d'effilages actuelles. Nous sommes pour l'instant incapables de fabriquer des effilages qui correspondent à de très courtes longueurs de zone chaude initiale, suivie d'une grande descente (plus d'un facteur 10) de la pente normalisée.

Le tableau 4.6 résume l'ensemble des simulations de structures à 4 fibres symétriques. On y remarque que l'utilisation de fibre à double gaine peut permettre de fabriquer un dispositif à 4 fibres jusqu'à 2,9 fois plus court que ceux constitués de SMF-28. On remarque encore une fois un aplatissement du critère d'adiabaticité lorsque  $V_2 \geq 4$ .

Tableau 4.6 Résumé des simulations de coupleurs symétriques à 4 fibres.

		$L_{\text{tot}}$ [mm]	$\text{ITR}_c$	$L_{\text{min}}$ [mm]	$L_0$ [mm]
<b>SMF-28</b>					
$V_1$	$\rho_1$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2	4,1	44,8	0,33	13,93	0,42
<b>Double-double</b>					
$V_2$	$\rho_2$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2	6	31080,0	0,23	7890,00	3,89
4	22	16,3	0,18	3,69	2,81
6	22	15,7	0,13	3,08	3,08
8	22	18,0	0,10	3,21	3,21
10	22	20,0	0,08	3,30	3,28
20	30	24,0	0,05	3,34	2,50

#### 4.2.9 Transition adiabatique de structure ABAB à 4 fibres

Une structure ABAB telle que présentée à la figure 2.3(a) possède autant de degrés de liberté qu'un coupleur asymétrique à deux fibres. Pour montrer que des fibres à double gaine peuvent être utilisées pour rendre des structures ABAB plus faciles à fabriquer, on se contentera de calculer le critère d'adiabaticité pour les cas faisant intervenir des fibres à double gaine listées au tableau 4.5.

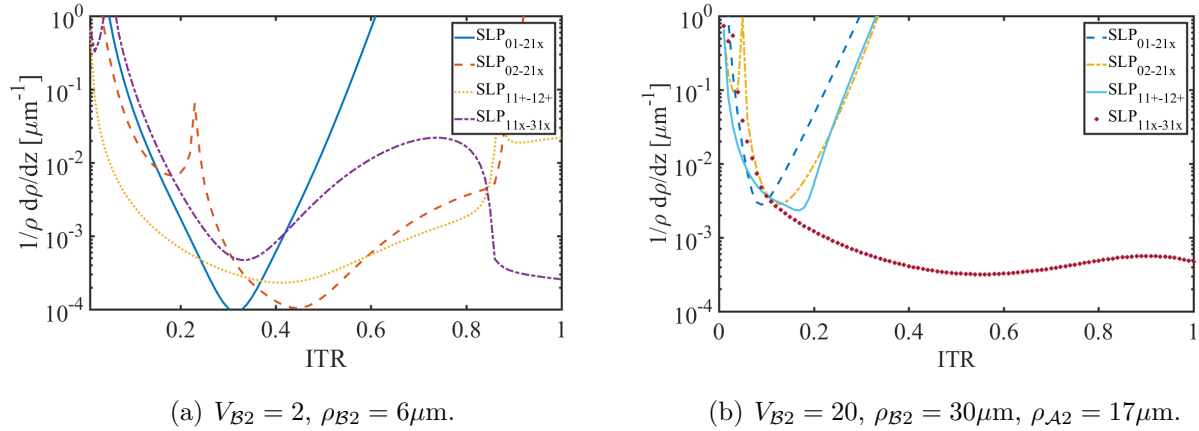


Figure 4.31 Critère d'adiabaticité d'un coupleur ABAB à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ . Seuls les couplages les plus importants sont présentés.

À la figure 4.31, on présente la pire et la meilleure condition simulée que nous dénoterons respectivement  $\mathcal{P}$  et  $\mathcal{M}$ .

$\mathcal{P}$  mène à un composant presque aussi difficile à fabriquer qu'un coupleur symétrique  $4 \times 4$ . Sa

longueur totale est élevée, le minimum de son critère d'adiabaticité est inférieur à  $10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$  et, contrairement au coupleur symétrique à 4 fibres, sa longueur de fusion doit être supérieure à 1 mm.

$\mathcal{M}$  mène à un composant deux fois plus court, mais surtout elle correspond à un dispositif dont la fusion peut être courte,  $L_0 = 2,12$  mm, et est compatible avec les méthodes d'effilage existantes.

Le tableau 4.7 résume l'ensemble des simulations de structure ABAB menées. On y remarque encore une fois que  $L_{\min} \sim L_0$  lors  $V_{B2} \geq 4$ .

Tableau 4.7 Résumé des simulations de structures ABAB faites de fibres à double gaine.

		$L_{\text{tot}}$ [mm]	ITR <sub>c</sub>	$L_{\min}$ [mm]	$L_0$ [mm]
<b>Simple-double</b>					
$V_{B2}$	$\rho_{B2}$ [ $\mu\text{m}$ ]				
2	6	40,4	0,25	10,71	3,38
4	30	35,8	0,22	8,89	1,78
<b>Double-double</b>					
$V_{B2}$	$\rho_{B2}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\rho_{A2}$ [ $\mu\text{m}$ ]			
4	22	8	0,20	5,39	4,73
6	22	11	0,15	3,14	3,11
8	22	11	0,12	3,24	3,24
10	22	14	0,09	4,11	4,11
20	30	17	0,05	3,15	2,12

#### 4.2.10 Conclusion intermédiaire

L'ajout d'une gaine aux fibres utilisées pour fabriquer des coupleurs permet dans une certaine mesure de contrôler la forme du critère d'adiabaticité. Cette approche permet de réduire d'un facteur 20 la taille d'un effilage adiabatique monomode à une fibre, et de réduire d'un facteur 2 à 3 la taille de coupleurs  $2 \times 2$  et  $4 \times 4$ . En paramétrant correctement les fibres utilisées pour fabriquer ces coupleurs, il est aussi possible de minimiser la longueur de zone chaude initiale,  $L_0$ , nécessaire pour fabriquer le dispositif, ce qui nous permettra en retour de minimiser la longueur de fusion nécessaire pour fabriquer ces dispositifs.

Introduire des fibres bimodales agrandit l'espace de conception des coupleurs fibrés. Ceci pourrait nous permettre de fabriquer des structures plus courtes comme des filtres modaux, des dispositifs de couplage par évanesence, des coupleurs WDM et WIC, des hybrides optiques et des lanternes photoniques. Nous étudions aussi la possibilité d'utiliser les propriétés des fibres à double gaine pour fabriquer ce que nous appelons des dé/multiplexeurs de modes spatiaux et des coupleurs fortement indépendants en longueur d'onde.

Les dé/multiplexeurs de modes spatiaux, voir 4.32, sont une amélioration au concept de lanterne photonique spécifique modalement. Pour obtenir ce dispositif, on étire une épissure par fusion faite entre une lanterne photonique et une fibre à quelques modes. Le but est d'étirer suffisamment la structure pour que le champ de modes SLP de chaque côté de l'épissure tende vers les modes LP. Ce faisant, on minimise les pertes et le couplage indésirable dans la structure. Ce dispositif nécessite l'utilisation de fibre à double gaine à coeur multimodal pour être adiabatique.

Du progrès a été fait pour la fabrication de dé/multiplexeurs de modes spatiaux (résultats non présentés). Il sera toutefois nécessaire de fabriquer de la fibre sur mesure pour faire une preuve de principe convaincante.

Il existe une demande pour des coupleurs à deux fibres de type WIC plus indépendants en longueur d'onde pour la fabrication d'interféromètres dont le contraste est invariant en longueur d'onde. Contrairement aux dispositifs étudiés dans ce mémoire, les WIC ne sont typiquement pas des dispositifs adiabatiques. Le but cette fois-ci est d'utiliser les degrés de liberté supplémentaires associés à l'utilisation d'une seconde gaine pour contrôler la forme du critère d'adiabaticité et conséquemment, la dépendance en longueur d'onde (et en ITR) des indices effectifs et des coefficients de couplage. Ce faisant, on peut contrôler la dépendance en longueur d'onde d'un WIC pour le rendre achromatique.

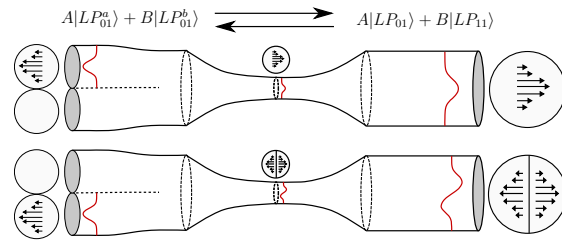


Figure 4.32 Dé/multiplexeur de modes spatiaux. La moitié de gauche est une lanterne photonique spécifique modalement. La moitié de droite est une fibre à quelques modes.



## CHAPITRE 5 CONCLUSION

### 5.1 Synthèse des travaux

L'objectif global de ce mémoire est de raffiner le processus de fabrication de coupleurs à plus de deux fibres dans le but d'arriver à fabriquer des hybrides doublement asymétriques sur une base régulière.

Pour ce faire, nous avons exploré en profondeur (chapitre 2) le design d'un coupleur doublement asymétrique, tel que proposé par notre prédécesseur [9]. Ce design possède des propriétés particulières. Il fait une équipartition en puissance inconditionnelle et indépendante en longueur d'onde, et une seule condition doit être respectée lors de l'étirage pour que le coupleur doublement asymétrique se comporte comme un hybride optique. De plus, nous avons montré qu'il existe une métrique,  $\mathcal{I}$ , simple à implémenter qui permet de déterminer sans ambiguïté le moment où on obtient un hybride optique durant l'étirage. L'hybride optique doublement asymétrique possède aussi une dépendance simple en longueur d'onde. Ceci pourra être utilisé pour itérer son design dans le but de concevoir un hybride indépendant en longueur d'onde.

Au chapitre 3, nous avons exploré deux nouvelles méthodes de fabrication de préformes fusionnées à plusieurs fibres. La plus prometteuse fait intervenir des fusions très courtes en utilisant des blocs de fusion spécialisés et précisément fabriqués pour garantir l'alignement des fibres. La fonction des blocs de fusion a été validée sur des composants à 3 fibres. Les blocs de fusion nous ont permis d'obtenir les meilleurs taux de rendement en fabrication jamais obtenus dans notre laboratoire pour une préforme à 3 fibres. Les taux de rendement en fabrication devraient continuer à s'améliorer à mesure qu'on réduit l'espace libre au centre de ces blocs.

Dans l'optique où l'on utilise des blocs de fusion spécialisés, il devient essentiel de s'assurer qu'on puisse fabriquer des effilages de verre qui soit compatibles avec des fusions très courtes. Au chapitre 4, nous avons montré, à l'aide de calculs numériques et de preuves de principes expérimentales, qu'il était possible d'introduire des fibres à double gaine pour réduire la taille de dispositifs fibrés à 1, 2 et 4 fibres. Ceci nous permet de rétrécir la taille de dispositifs fibrés existants et de proposer de nouveaux types de composants. Notamment, nous sommes parvenue à fabriquer le coupleur de fibre fusionné WDM le plus court jamais fait (longueur de zone effilée de 8 mm). On montre aussi au chapitre 4 l'existence de fibres qui permettraient de fabriquer des coupleurs symétriques à 4 fibres et des coupleurs doublement asymétriques à 4 fibres à l'aide de fusions très courtes et des blocs de fusion proposés au chapitre 3. L'utili-

sation de fibre à double gaine permet aussi de faciliter la manipulation des entrées et sorties de ces coupleurs tout en minimisant les pertes aux épissures.

### 5.1.1 Limitations et améliorations futures

Un profil d'indice idéal nous permettrait de réduire d'encore un facteur 2 la longueur de fusion nécessaire pour faire un hybride doublement asymétrique. Ceci pourrait potentiellement être atteint à l'aide d'une meilleure optimisation du profil des fibres à double gaine, ou encore en utilisant des profils plus complexes. Les meilleurs dispositifs à 4 fibres étudiés ont des valeurs de  $L_0$  environnant les 2 mm et notre approche serait encore plus efficace si l'on pouvait descendre  $L_0$  sous la barre des millimètres. Il serait alors possible d'utiliser une longueur de fusion de 1 mm, ce qui nous amènerait à la limite de notre capacité de fabrication. De manière générale, il serait intéressant d'étudier l'adiabaticité de guides d'onde (pas nécessairement fibrés) pour des profils plus complexes et potentiellement pour l'équation des modes vectoriels.

Il sera aussi nécessaire de continuer la validation des blocs de fusion et de valider l'hypothèse selon laquelle le taux de rendement des préformes augmente lorsqu'on diminue l'espace libre. Il sera aussi important de mettre au point une méthode d'étirage d'épissure par fusion. Ceci est nécessaire pour créer des dispositifs qui brisent la symétrie longitudinale comme l'hybride doublement asymétrique. Des essais en ce sens ont été conduits (résultat non présentés), mais plusieurs preuves de principe restent nécessaires.

L'établissement d'un processus de contrôle de qualité des structures fabriquées, ainsi que d'une banque de données, donnant la correspondance entre les essais effectués et les structures obtenues pour ces essais, pourrait grandement accélérer le processus de mise au point des recettes de fusion et d'étirage et serait grandement bénéfique pour le laboratoire (pour plus de détail voir la page 34).

Il sera particulièrement intéressant d'utiliser les techniques de conception de coupleurs élaborées dans ce mémoire pour fabriquer des lanternes photoniques qui pourront être intégrées dans des systèmes d'imagerie OCT. Nous avons pour l'instant montré qu'il était possible de fabriquer des lanternes photoniques spécifiques modalement à deux modes, de grande qualité et suffisamment robustes pour être implémentées dans une sonde OCT. Il sera essentiel de faire une démonstration des bénéfices de son implémentation dans des systèmes d'OCT réels.

Finalement, il sera intéressant d'utiliser des fibres à double gaine pour faire des coupleurs indépendants en longueur plus achromatique que les «wavelength independent couplers» existant. Le même principe pourra aussi être appliqué à la conception d'hybrides optiques achromatiques.

## RÉFÉRENCES

- [1] S. G. Leon-Saval, A. Argyros et J. Bland-Hawthorn, “Photonic lanterns,” *Nanophotonics*, vol. 2, p. 429–440, déc. 2013.
- [2] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier et J. D. Love, “Tapered single-mode fibres and devices. ii. experimental and theoretical quantification,” *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, vol. 138, n<sup>o</sup>. 5, p. 355–364, Oct 1991.
- [3] R. Paschotta, “Optical heterodyne detection,” *RP Photonics Encyclopedia*, 2018. [En ligne]. Disponible : [https://www.rp-photonics.com/optical\\_heterodyne\\_detection.html](https://www.rp-photonics.com/optical_heterodyne_detection.html)
- [4] T. Niemeier et R. Ulrich, “Quadrature outputs from fiber interferometer with  $4 \times 4$  coupler,” *Opt. Lett.*, vol. 11, n<sup>o</sup>. 10, p. 677–679, Oct 1986. [En ligne]. Disponible : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-11-10-677>
- [5] L. Zimmermann, K. Voigt, G. Winzer, K. Petermann et C. M. Weinert, “c-band optical 90°-hybrids based on silicon-on-insulator 4×4 waveguide couplers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, n<sup>o</sup>. 3, p. 143–145, Feb 2009.
- [6] L. Xuerui, M. Weidong, J. Xiong, C. Zheng et S. Chuan, “Optical 90° hybrid based on silicon-on-insulator 4×4 multimode interference coupler for integrated coherent receiver application,” dans *2013 12th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON)*, July 2013, p. 1–3.
- [7] H. Guan, Y. Ma, R. Shi, X. Zhu, R. Younce, Y. Chen, J. Roman, N. Ophir, Y. Liu, R. Ding, T. Baehr-Jones, K. Bergman et M. Hochberg, “Compact and low loss 90° optical hybrid on a silicon-on-insulator platform,” *Opt. Express*, vol. 25, n<sup>o</sup>. 23, p. 28 957–28 968, Nov 2017. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-25-23-28957>
- [8] W.J.Madore, “Fabrication et caractérisation d’hybrides optiques tout-fibre,” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2012.
- [9] E. Khettal, “Fabrication et caractérisation d’hybrides optiques tout-fibre 120° et 90° achromatiques,” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2014.
- [10] M.-H. Bussièrès-Hersir, “Développement de procédés de fabrication de coupleurs à fibre optique : application aux hybrides optiques.” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2018.
- [11] Y. Bussières, F. Soudagar, G. Berlin, S. Lacroix et N. Godbout, “Deterministic unitary operations on time-bin qudits for quantum communication,” *Nanophotonics*, août 2006.

- [12] S. G. Leon-Saval, N. K. Fontaine, J. R. Salazar-Gil, B. Ercan, R. Ryf et J. Bland-Hawthorn, “Mode-selective photonic lanterns for space-division multiplexing,” *Opt. Express*, vol. 22, n<sup>o</sup>. 1, p. 1036–1044, Jan 2014. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-1-1036>
- [13] J. G. Fujimoto, “Optical coherence tomography for ultrahigh resolution in vivo imaging,” *Nature Biotechnology*, vol. 21, p. 1361 EP –, Oct 2003. [En ligne]. Disponible : <https://doi.org/10.1038/nbt892>
- [14] M. P. d. S.-H. B. M. J. U. C. T. M. S. N. G. C. B. Xavier Attendu, Camille Crunelle, “Towards combined optical coherence tomography and hyper-spectral imaging for gastrointestinal endoscopy,” p. 10 487 – 10 487 – 8, 2018. [En ligne]. Disponible : <https://doi.org/10.1117/12.2288772>
- [15] W.J.Madore, “Imagerie optique pour le diagnostic du cancer de l’ovaire,” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2016.
- [16] M. Wojtkowski, V. J. Srinivasan, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, A. Kowalczyk et J. S. Duker, “Ultrahigh-resolution, high-speed, fourier domain optical coherence tomography and methods for dispersion compensation,” *Opt. Express*, vol. 12, n<sup>o</sup>. 11, p. 2404–2422, May 2004. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-11-2404>
- [17] M. Villiger, C. Pache et T. Lasser, “Dark-field optical coherence microscopy,” *Opt. Lett.*, vol. 35, n<sup>o</sup>. 20, p. 3489–3491, Oct 2010. [En ligne]. Disponible : <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-35-20-3489>
- [18] P. Eugui, A. Lichtenegger, M. Augustin, D. J. Harper, M. Muck, T. Roetzer, A. Wartak, T. Konegger, G. Widhalm, C. K. Hitzenberger, A. Woehrer et B. Baumann, “Beyond backscattering : optical neuroimaging by brad,” *Biomed. Opt. Express*, vol. 9, n<sup>o</sup>. 6, p. 2476–2494, Jun 2018. [En ligne]. Disponible : <http://www.osapublishing.org/boe/abstract.cfm?URI=boe-9-6-2476>
- [19] J. Bures, *Optique guidée : fibres optiques et composants passifs tout-fibre*. Presses inter Polytechnique, 2009.
- [20] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix et F. Gonthier, “Tapered single-mode fibres and devices. i. adiabaticity criteria,” *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, vol. 138, n<sup>o</sup>. 5, p. 343–354, Oct 1991.
- [21] A. Snyder et J. Love, *Optical Waveguide Theory*, ser. Science paperbacks. Springer US, 1983. [En ligne]. Disponible : [https://books.google.ca/books?id=gIQB\\_hzB0SMC](https://books.google.ca/books?id=gIQB_hzB0SMC)

- [22] S. Yerolatsitis, I. Gris-Sánchez et T. A. Birks, “Adiabatically-tapered fiber mode multiplexers,” *Opt. Express*, vol. 22, n°. 1, p. 608–617, Jan 2014. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-1-608>
- [23] E. Pone, “Modélisation des coupleurs à fibres fusionnées.” Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2005.
- [24] D. B. Mortimore, “Theory and fabrication of 4 single-mode fused optical fiber couplers,” *Appl. Opt.*, vol. 29, n°. 3, p. 371–374, Jan 1990. [En ligne]. Disponible : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-29-3-371>
- [25] T. A. Birks et Y. W. Li, “The shape of fiber tapers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, n°. 4, p. 432–438, Apr 1992.
- [26] T. A. Birks, B. J. Mangan, A. Díez, J. L. Cruz et D. F. Murphy, ““photonic lantern” spectral filters in multi-core fibre,” *Opt. Express*, vol. 20, n°. 13, p. 13 996–14 008, Jun 2012. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-20-13-13996>
- [27] T. A. Birks, S. Yerolatsitis et K. Harrington, “Adiabatic mode multiplexers,” dans *Optical Fiber Communication Conference*. Optical Society of America, 2017, p. Tu3J.4. [En ligne]. Disponible : <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=OFC-2017-Tu3J.4>
- [28] H. Ghali, P. Bianucci et Y.-A. Peter, “Wavelength shift in a whispering gallery microdisk due to bacterial sensing : A theoretical approach,” *Sensing and Bio-Sensing Research*, vol. 13, p. 9 – 16, 2017. [En ligne]. Disponible : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214180416301283>
- [29] K. Harrington, S. Yerolatsitis, D. V. Ras, D. M. Haynes et T. A. Birks, “Endlessly adiabatic fiber with a logarithmic refractive index distribution,” *Optica*, vol. 4, n°. 12, p. 1526–1533, Dec 2017. [En ligne]. Disponible : <http://www.osapublishing.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-4-12-1526>
- [30] A. D. Y. J. Jasapara, “Distinguishing dispersion from distributed scattering in  $s <sup>2</sup>$  fiber mode analysis,” p. 8601 – 8601 – 6, 2013. [En ligne]. Disponible : <https://doi.org/10.1117/12.2000385>
- [31] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran et S. Ghalmi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers,” *Opt. Express*, vol. 16, n°. 10, p. 7233–7243, May 2008. [En ligne]. Disponible : <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-10-7233>

- [32] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, J. M. Fini et M. D. Mermelstein, “Measuring the modal content of large-mode-area fibers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, n<sup>o</sup>. 1, p. 61–70, Jan 2009.

## ANNEXE A    Calcul 4×4 symétrique

Rappelons qu'on peut retrouver les vecteurs propres et valeurs propres associés au cas symétrique lorsqu'on prend  $\beta_1 = \beta_2$  et  $D = E$  d'équation 2.3a à 2.3d.

On a alors :

$$\Delta = 4C \quad (\text{A.1a})$$

$$T = -1 \quad (\text{A.1b})$$

$$Q = 1 \quad (\text{A.1c})$$

et les vecteurs propres et valeurs propres de  $\mathbf{M}$  sont les suivants :

$$|SLP_{01}\rangle; \quad V_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_1 = \beta_1 + D + 2C \quad (\text{A.2a})$$

$$|SLP_{11\times}\rangle; \quad V_2 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_2 = \beta_1 - D \quad (\text{A.2b})$$

$$|SLP_{11+}\rangle; \quad V_3 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_3 = \beta_1 - D \quad (\text{A.2c})$$

$$|SLP_{21\times}\rangle; \quad V_4 = \begin{pmatrix} -1 & 1 & -1 & 1 \end{pmatrix}^T; \quad \lambda_4 = \beta_1 + D - 2C \quad (\text{A.2d})$$

Encore une fois, si le dispositif est adiabatique, alors la matrice de transfert du système est donnée par

$$\mathbf{F} = \mathbf{PSP}^{-1} \quad (\text{A.3})$$

Les matrices  $\mathbf{P}$  et  $\mathbf{F}$  sont

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{F} = \frac{e^{i(\mathcal{B}+\mathcal{D})}}{2} \begin{pmatrix} a & c & a & b \\ c & a & b & a \\ a & b & a & c \\ b & a & c & a \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Les définitions suivantes ont été utilisées pour simplifier l'écriture.

$$\begin{aligned}
a &= i \sin(\Gamma) & \mathcal{B} &= \int_0^z \beta dz \\
b &= \cos(\Gamma) - e^{i\Theta} & \mathcal{C} &= \int_0^z C dz & (\text{Idem pour } \mathcal{D}) \\
c &= \cos(\Gamma) + e^{i\Theta} & \Gamma &= 4\mathcal{C} \\
& & \Theta &= -2\mathcal{D}
\end{aligned}$$

### Vérification des propriétés d'équipartition

On vérifie l'équipartition en entrant par l'une des quatre fibres d'entrée  $IN = [\alpha, 0, 0, 0]^T$ .

$$|Out_A|^2 = \frac{|\alpha|^2}{4} \begin{pmatrix} \sin^2 \Gamma \\ 1 + 2 \cos \Gamma \cos \Theta + \cos^2 \Gamma \\ \sin^2 \Gamma \\ 1 - 2 \cos \Gamma \cos \Theta + \cos^2 \Gamma \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

On vérifie rapidement que la somme des puissances en sortie donne bel et bien  $1 \forall L$ .

De plus, pour obtenir l'équipartition, on doit satisfaire

$$\begin{pmatrix} \sin^2 \Gamma \\ 1 + 2 \cos \Gamma \cos \Theta + \cos^2 \Gamma \\ \sin^2 \Gamma \\ 1 - 2 \cos \Gamma \cos \Theta + \cos^2 \Gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

Les lignes 1 et 3 sont satisfaites si  $\Gamma = n\pi - \frac{\pi}{2}, n \in \mathbb{Z}$ . Les lignes 2 et 4 sont satisfaites lorsque

$$1 \pm 2 \cos \Gamma \cos \Theta + \cos^2 \Gamma = 1 \quad (\text{A.8})$$

$$\cos \Gamma (\cos \Gamma \pm 2 \cos \Theta) = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\implies \quad (\text{A.10})$$

$$\cos \Gamma \pm 2 \cos \Theta = 0 \quad ; \quad \cos \Gamma = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\Theta = \arccos \left( \mp \frac{\cos \Gamma}{2} \right) \quad ; \quad \Gamma = n\pi - \frac{\pi}{2}, n \in \mathbb{Z} \quad (\text{A.12})$$

Seule la solution

$$\Gamma = n\pi - \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.13})$$

est intéressante puisqu'elle concorde pour les 4 sorties.



## Utilisation en mode détection homo/hétérodyne

Il n'existe que deux façons différentes par lesquelles on peut faire entrer deux signaux d'entrée : entrer par les fibres 1 et 3 ou 1 et 2.

### Entrer par les fibres 1 et 3

$$Out = \frac{e^{i(\mathcal{B}+\mathcal{D})}}{2} \begin{pmatrix} (\alpha + \beta)i \sin \Gamma \\ (\alpha + \beta) \cos \Gamma + (\alpha - \beta)e^{i\Theta} \\ (\alpha + \beta)i \sin \Delta \\ (\alpha + \beta) \cos \Gamma - (\alpha - \beta)e^{i\Theta} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$|Out|^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} |\alpha + \beta|^2 \sin^2 \Gamma \\ |\alpha + \beta|^2 \cos^2 \Gamma + \gamma + \delta \sin \phi + |\alpha - \beta|^2 \\ |\alpha + \beta|^2 \sin^2 \Gamma \\ |\alpha + \beta|^2 \cos^2 \Gamma - \gamma - \delta \sin \phi + |\alpha - \beta|^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

$$\gamma = 2(|\alpha|^2 - |\beta|^2) \cos \Gamma \cos \Theta \quad (\text{A.16})$$

$$\delta = 4|\alpha||\beta| \cos \Gamma \sin \Theta \quad (\text{A.17})$$

Duquel on ne peut pas retrouver les valeurs  $|\alpha|$ ,  $|\beta|$  et  $\phi$ , car les lignes 1 et 3 sont identiques.

### Entrer par les fibres 1 et 2

$$Out = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \alpha i \sin \Gamma + \beta (\cos \Gamma + e^{i\Theta}) \\ \alpha (\cos \Gamma + e^{i\Theta}) + \beta i \sin \Gamma \\ \alpha i \sin \Gamma + \beta (\cos \Gamma - e^{i\Theta}) \\ \alpha (\cos \Gamma - e^{i\Theta}) + \beta i \sin \Gamma \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

$$|Out|^2 = \frac{1}{4} \times$$

$$\left[ \begin{array}{l} |\alpha|^2 \sin \Gamma + |\beta|^2 [\cos^2 \Gamma + 2 \cos \Gamma \cos \Theta + 1] - 2 \sin \Gamma |\alpha \beta| [\cos \Gamma \sin \phi + \sin(\phi - \Theta)] \\ |\alpha|^2 [\cos^2 \Gamma + 2 \cos \Gamma \cos \Theta + 1] + |\beta|^2 \sin^2 \Gamma + 2 \sin \Gamma |\alpha \beta| [\cos \Gamma \sin \phi + \sin(\phi + \Theta)] \\ |\alpha|^2 \sin \Gamma + |\beta|^2 [\cos^2 \Gamma - 2 \cos \Gamma \cos \Theta + 1] - 2 \sin \Gamma |\alpha \beta| [\cos \Gamma \sin \phi - \sin(\phi - \Theta)] \\ |\alpha|^2 [\cos^2 \Gamma - 2 \cos \Gamma \cos \Theta + 1] + |\beta|^2 \sin^2 \Gamma + 2 \sin \Gamma |\alpha \beta| [\cos \Gamma \sin \phi - \sin(\phi + \Theta)] \end{array} \right] \quad (\text{A.19})$$

Lorsqu'on a équipartition,  $\cos \Gamma = 0$  et  $\sin \Gamma = 1$ . À la sortie du composant, on a donc

$$|Out|^2 = \begin{pmatrix} |\alpha|^2 + |\beta|^2 - 2|\alpha||\beta| \sin(\phi - \Theta) \\ |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|\alpha||\beta| \sin(\phi + \Theta) \\ |\alpha|^2 + |\beta|^2 + 2|\alpha||\beta| \sin(\phi - \Theta) \\ |\alpha|^2 + |\beta|^2 - 2|\alpha||\beta| \sin(\phi + \Theta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$$

Au total, on obtient un hybride à chaque fois que

$$\Theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n \quad (\text{A.21})$$

Et on obtient  $\phi$  en prenant.

$$\phi + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}n = \text{atan}\left(\pm \frac{P_2 - P_4}{P_3 - P_1}\right) \quad (\text{A.22})$$

Où on prend  $+$  lorsque  $n$  est impair et  $-$  lorsque  $n$  est pair.

Dans le cas d'un hybride symétrique, lors de l'étirage, on obtiendra une suite d'*ITR* pour lesquels on a l'équipartition et pour certains *ITR* on respectera aussi A.21. Il est toutefois nécessaire de faire des calculs numériques pour prévoir quels croisements mèneront au respect des deux conditions simultanément. Dans le mémoire de ma prédécesseur [8, Chapitre 2], on donne un exemple de résultat de calcul numérique pour un hybride symétrique fait de SMF-28 à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .

### Vérification des propriétés de l'intégrant pour un hybride symétrique

Si on reprend la définition de l'intégrant utilisée pour l'hybride asymétrique et qu'on l'applique au vecteur de transmission en intensité A.19 on a

$$P_1 - P_3 = |\beta|^2 \cos \Gamma \cos \Theta - \sin \gamma |\alpha||\beta| \sin(\phi - \Theta) \quad (\text{A.23})$$

$$P_4 - P_2 = |\alpha|^2 (-1) \cos \Gamma \cos \Theta + (-1) \sin(\Gamma) |\alpha||\beta| \sin(\phi + \Theta) \quad (\text{A.24})$$

Et l'intégrand est

$$\mathcal{I} = \int_0^T (P_1 - P_3)(P_4 - P_2) dt \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} &= \int_0^T -|\alpha|^2 |\beta|^2 \cos^2 \Gamma \cos^2 \Theta dt \\ &- \sin \Gamma |\alpha| |\beta|^3 \cos \Gamma \cos \Theta \int_0^T [\sin(\phi + \Theta) - \sin(\phi - \Theta)] dt \\ &+ \sin^2 \Gamma |\alpha|^2 |\beta|^2 \int_0^T \sin(\phi - \Theta) \sin(\phi + \Theta) dt \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

La troisième intégrale correspond presque directement à la définition de l'intégrand obtenue pour l'hybride doublement asymétrique, et elle possède le même comportement lorsqu'on intègre. La deuxième intégrale tend vers  $\rightarrow 0 \forall \Theta$ , elle n'est donc pas un problème. On pourrait être tenté d'éliminer la première intégrale en ajoutant un filtre qui coupe la portion DC du signal, mais ce faisant, la troisième intégrale serait aussi toujours nulle (voir B.1) et on perdrait les propriétés intéressantes de l'intégrand. L'intégrand ne peut donc pas être utilisé pour caractériser un hybride symétrique.

**ANNEXE B Information supplémentaire sur le montage de caractérisation  
des quadratures électriques**

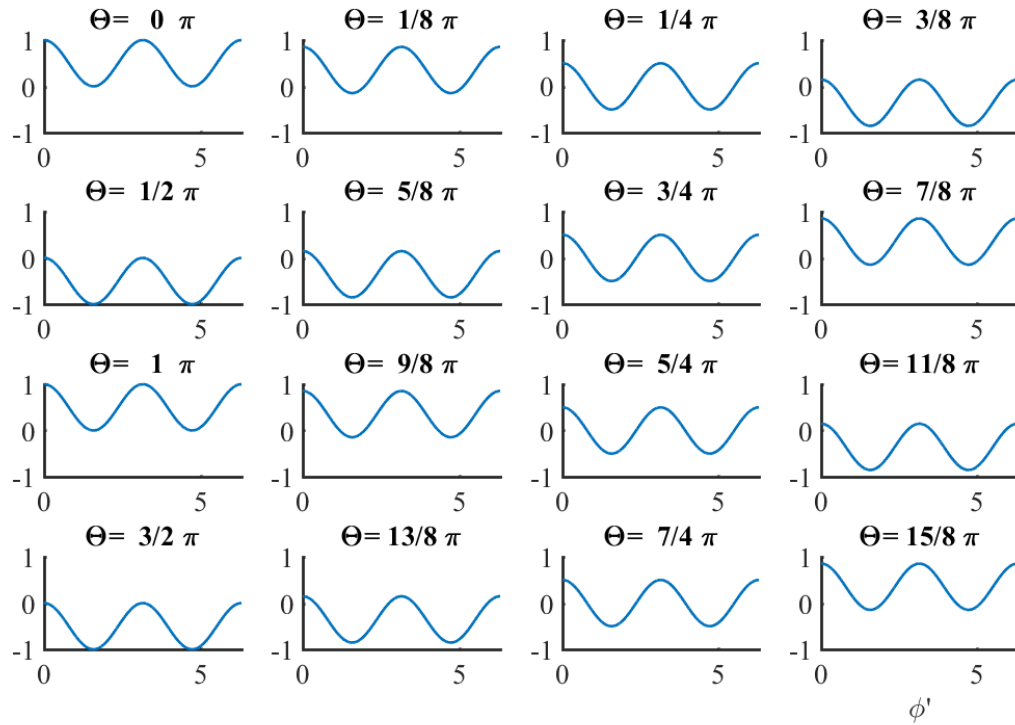


Figure B.1 Produit de la différence des signaux électriques. Soit  $\cos(\phi + \Gamma - \Theta) * \cos(\phi + \Gamma + \Theta)$ .

ANNEXE C Longueur de battement associée au coefficient de couplage diagonal d'une fibre symétrique

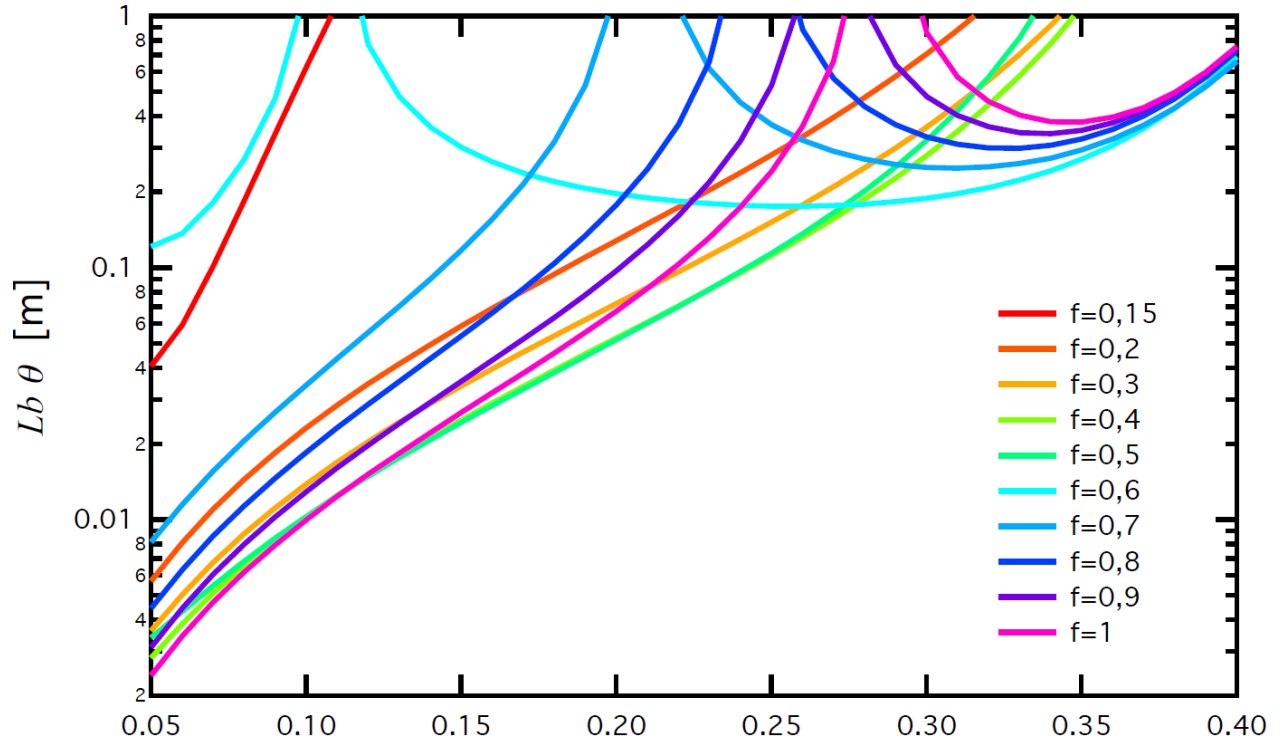


Figure C.1 Comportement de la longueur de battement du paramètre  $\Theta$  pour plusieurs degrés de fusion  $f$  et d' $ITR$ . Tirée de [8, Chapitre 2]

La longueur de battement ici illustrée est définie comme

$$L_{b\Theta} = \frac{2\pi}{\Theta} \quad (\text{C.1})$$

$$\Theta = -2 \int_0^L C'(z) dz \quad (\text{C.2})$$

où  $C'$  est le coefficient de couplage diagonal.

## ANNEXE D Définition du critère d'adiabaticité en faible transfert de puissance

Cette section est inspirée de [2, 20] et [21, Chapitre 28].

On s'intéresse à décrire le comportement d'un guide d'onde dont les perturbations sont arbitrairement grandes sous condition qu'elles varient lentement le long du guide. On utilise les modes locaux comme approximation des solutions des équations de Maxwell pour le guide. Le champ exact s'exprime comme une superposition de modes locaux et de modes de radiations. La transformation du guide induit du couplage entre les modes locaux et les modes de radiation, qu'on décrit comme un ensemble d'équations couplées.

$$\frac{db_j}{dz} - i\beta_j b_j = \sum_i C_{ji} b_i \quad (\text{D.1})$$

De manière générale, la somme  $\sum_i$  se fait implicitement sur les modes guidés et les modes de radiation. Toutefois, lorsque le nombre de modes guidés (coeur et gaine) est grand, on peut se contenter de n'inclure que les modes guidés pour obtenir une bonne représentation du champ total. Pour des effilages menant à de petits ITR, le nombre de modes guidés par la structure sera faible et il sera alors nécessaire d'inclure des modes de radiation dans le modèle.

Pour définir le critère d'adiabaticité, on suppose qu'à l'état initial un seul mode est excité. On suppose aussi que ce mode ne couple de manière significative qu'avec un seul autre mode. On a donc un système de la forme

$$\frac{db_1}{dz} - i\beta_1 b_1 = C b_2 \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{db_2}{dz} - i\beta_2 b_2 = -C b_1 \quad (\text{D.3})$$

L'équation 2.16a donne la propriété  $C_{12} = -C_{21} = C$ .

À  $z = 0$  on a  $b_2 = 0$  et l'équation D.2 se simplifie et possède la solution

$$b_1(z) = b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_1(z) dz} \quad (\text{D.4})$$

On se situe alors en approximation de faible transfert de puissance («weak power transfer criterion»).

En remplaçant dans D.3, on trouve la relation suivante

$$\frac{db_2}{dz} - i\beta_2 b_2 = C b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_1(z) dz} \quad (\text{D.5})$$

dont la solution est :

$$b_2(z) = b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2(z) dz} \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz \quad (\text{D.6})$$

et dont la dérivée est :

$$\frac{db_2(z)}{dz} = b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2(z) dz} \left[ i\beta_2(z) \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz + -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} \right] \quad (\text{D.7})$$

On vérifie la solution en remplaçant dans D.5

$$\begin{aligned} b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2 dz} & \left[ i\beta_2(z) \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz + -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} \right] \\ + b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2 dz} & (-i\beta_2) \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz = -C b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_1 dz} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i\beta_2 \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz & + -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} \\ -i\beta_2 \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz & = -C e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} \end{aligned}$$

$$-C e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} = -C e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz}$$

La solution D.6 est donc valide et le système (D.2) et (D.3) dans l'approximation des faibles transferts de puissance possède les solutions

$$b_1(z) = b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_1(z) dz} \quad (\text{D.8})$$

$$b_2(z) = b_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2(z) dz} \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} dz \quad (\text{D.9})$$

Après une distance  $z$ , la fraction de puissance transférée vers le mode  $b_2$  sera négligeable si

$$\left| \int_0^z -C(z) e^{i \int_0^z \beta_1 - \beta_2 dz} \right| \ll 1 \quad (\text{D.10})$$

Le premier maximum de transfert de puissance vers le deuxième mode se produit à une demi-longueur de battement ( $L = \frac{\pi}{\beta_1 - \beta_2}$ ). Les constantes de propagation et le coefficients de

couplage sont à peu près constants sur la distance  $z$ . On obtient alors

$$\left| C(z) \frac{\pi}{\Delta\beta_{12}} \right| \ll 1 \quad (\text{D.11})$$

qu'on peut modifier légèrement pour retrouver (2.28b) :

$$1 \ll \frac{\Delta\beta_{12}(z)}{C_{12}(z)} \quad (\text{D.12})$$

[2] montrent que pour une transition pour laquelle  $1 = \frac{\Delta\beta_{12}(z)}{C_{12}(z)}$ , le premier mode transfère environ 10% de sa puissance au deuxième mode après une demi-longueur de battement.



## ANNEXE E Figure supplémentaire tirée de [2]

Les critères d'adiabaticité présentés à la figure E.1 ont été calculés pour une fibre à saut d'indice simple de paramètre  $\rho_1 = 4,92 \mu\text{m}$  et  $\rho_2 = 62,5 \mu\text{m}$  et un saut de  $\Delta n = 3,17 \times 10^{-3}$  pour différentes valeurs de  $V$ .

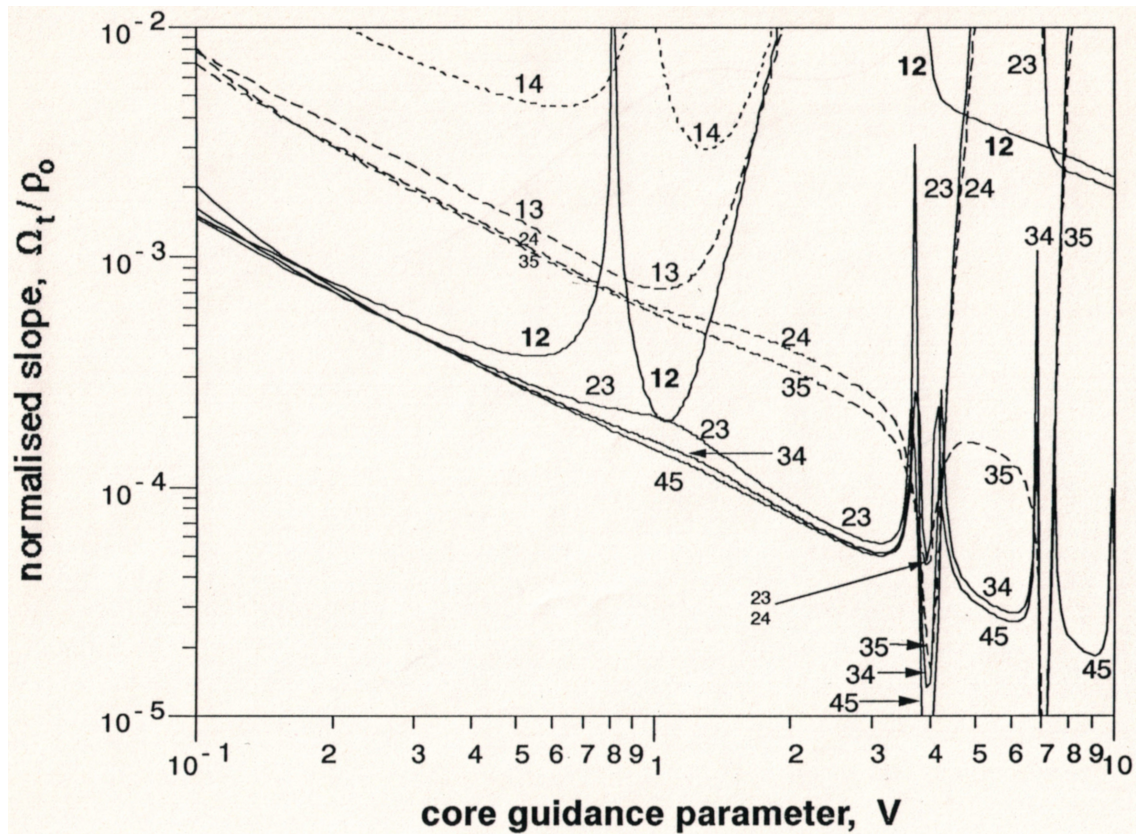


Figure E.1 Critère d'adiabaticité en faible transfert de puissance pour la famille de modes locaux  $LP_{0n}$ . L'identifiant «mn» réfère au couplage entre les modes  $LP_{0m}$  et  $LP_{0n}$ . L'ordonnée est en  $\mu\text{m}^{-1}$ , et l'abscisse est la fréquence normalisée sans unité. À  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  on a  $V = 1,9$  pour cette fibre. Tiré de [2]

On rappelle que le paramètre  $V$  est directement proportionnel à l'ITR pour une longueur d'onde fixe. Le couplage  $LP_{01-02}$  se fait de manière très similaire au couplage attendu pour une fibre monomode dans l'infrarouge ( $V < 2.41$ ). Lorsque la fibre est multimode, le mode  $LP_{01}$  est encore facilement adiabatique. Par contre, le minimum du critère d'adiabaticité pour les modes circulaires supérieurs sont inférieurs à  $10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ , ce qui rend leur évolution adiabatique très difficile à réaliser.

## ANNEXE F Détails supplémentaires sur la mise au point d'un protocole de fusion à 3 fibres

Au tableau F.2, on résume les conditions expérimentales de 36 essais de fusion à un passage. Ils ont été sélectionnés car ils représentaient des essais semblables (conditions expérimentales similaires), et qu'on en possède soit une photo d'une coupe transverse, soit le spectre en transmission.

Un score de -1, 0 ou 1 a été attribué à la sortie, à l'entrée et au «kink» de la structure fusionnée. Le score est purement qualitatif et est déterminé à partir d'une photo prise en survol de la structure. Ces structures ont déjà été décrites dans le mémoire de [10]. Une bonne entrée est caractérisée par une forme en «V» bien visible et symétrique sans autres défauts visibles. Une bonne sortie doit aussi être symétrique et idéalement aussi en «V» et sa transition doit être de la même longueur que celle de l'entrée.

Le «kink» est plus simple à décrire, il s'agit d'une courbe prononcée des fibres juste avant l'entrée de la fusion. On donne un score de 1 s'il est absent (i.e. le coupleur est bien droit) et de -1 s'il y a un «kink» visible.

À la figure F.1, on étudie la corrélation entre la symétrie transverse observée de manière destructive en coupant la structure et le score total pour la sortie, l'entrée et le «kink». On y voit que de manière générale, les structures transverses qui ont été confirmées comme

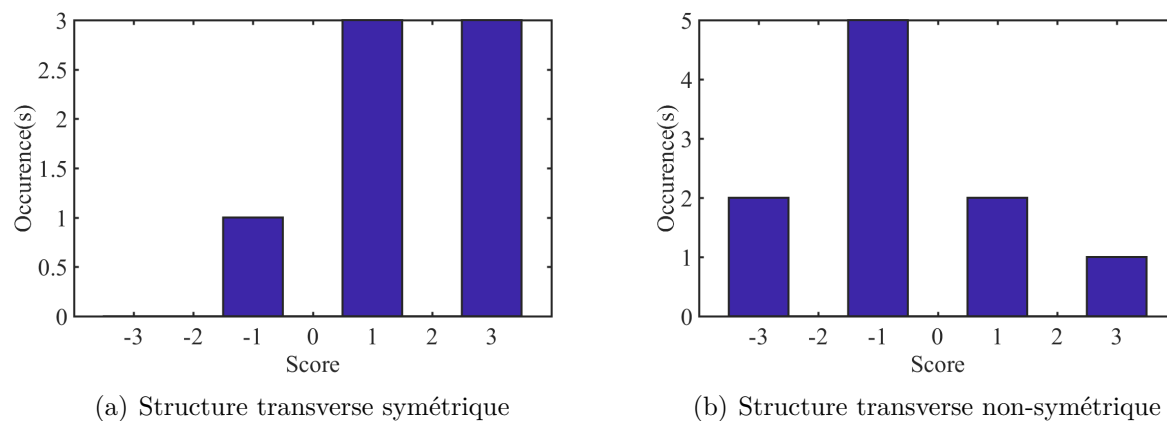


Figure F.1 Score total d'appréciation de la structure au microscope. Le score total est une valeur entre -1 et 1, par contre ici le score total  $\in (-3, 3)$  pour simplifier la présentation.

symétriques ont un score total positif et les structures non-symétriques ont un score total

négatif.

Au tableau F.1 on donne le score moyen pour chacun des critères. Ces résultats suggèrent

Tableau F.1 Score moyen pour chaque critère en vue à vol d'oiseau.

Symétrique	Score moyen			
	Total $\in [-1, 1]$	Sorite $\in [-1, 1]$	Entrée $\in [-1, 1]$	Kink $\in [-1, 1]$
Oui	0,5	0,4	0,7	0,4
Non	-0,2	-0,2	-0,2	-0,2

que l'indicateur le plus pertinent pour prévoir la symétrie d'un composant est la qualité de l'entrée pour la fusion. Notez toutefois qu'il s'agit d'un critère sensible, mais non spécifique<sup>1</sup>, car il ne semble pas capable de prévoir si la structure sera non symétrique. Le score total possède le même problème de spécificité.

La variable «Entrée» semble être celle qui permet le mieux de prédire si la structure sera symétrique. Il nous sera utile de calculer la probabilité que la structure soit équilatérale sachant que la structure de la fusion à l'entrée est bonne. En invoquant le théorème de Bayes, on a

$$P(\text{Sym}|\text{Entrée}) = \frac{P(\text{Entrée}|\text{Sym})P(\text{Sym})}{P(\text{Entrée})} \quad (\text{F.1})$$

Sur les 36 expérience répertoriées au tableau F.2, 20 ont été coupées avec succès et sur celles-ci, 9 ont montré une structure équilatérale. Ceci nous donne  $P(\text{Sym}) \approx \frac{9}{20}$ .

Sur les 36 expériences, 32 ont été photographiées en vue à vol d'oiseau, et sur celles-ci, 19 avaient une entrée jugée de bonne qualité. Ceci nous donne  $P(\text{Entrée}) \approx \frac{19}{32}$ .

Finalement, sur les 9 structures équilatérales dont on possède une photo de la coupe, 6 avaient une entrée de bonne qualité. Ceci donne  $P(\text{Entrée}|\text{Sym}) \approx \frac{6}{9}$ .

$$P(\text{Sym}|\text{Entrée}) \approx \frac{1}{2} \quad (\text{F.2})$$

### Probabilité d'avoir une structure équilatérale et des pertes $< 1$ dB

Jusqu'à présent, le faible nombre d'essais documentés faisant intervenir les blocs de fusion à 3 fibres ne nous permet pas de déterminer clairement s'il existe une recette de fusion capable de produire de manière reproductible des dispositifs équilatéraux et présentant peu de pertes après la fusion.

1. On utilise ici les termes spécifique et sensible au même sens qu'en médecine.

On cherchera donc à calculer la probabilité d'obtenir des dispositifs équilatéraux et avec peu de pertes sachant qu'on utilise les blocs (sans considération pour la recette elle même). On la notera  $P(\text{Sym}\& < 1)$ .

Sur les 36 expérience répertoriées au tableau F.2, 20 ont été coupées avec succès et sur celles-ci, 9 ont montré une structure équilatérale. Sur les 29 expériences pour lesquelles on possède un spectre, 12 obtiennent des pertes médianes  $< 1$  dB. Si on suppose que la probabilité que le dispositif ait des pertes  $< 1$  dB est indépendante de la probabilité d'obtenir une structure équilatérale, on obtient  $P(\text{Sym}\& < 1) \approx \frac{9}{20} * \frac{12}{29} = 0.18$

On peut aussi estimer  $P(\text{Sym}\& < 1)$  sans avoir à supposer l'indépendance. 14 expériences font partie du sous ensemble pour lequel on possède à la fois une photo de la coupe transverse et ses pertes médianes. Sur ces 14 expériences, 2 se sont avérées avoir des pertes  $< 1$  dB. Ceci correspondrait à  $P(\text{Sym}\& < 1) \approx 0.14$ .

Toutefois, ce dernier résultat est biaisé par le fait que beaucoup d'échantillons cassent lorsqu'on veut en faire la coupe, et il est alors impossible d'obtenir une image. On peut obtenir un meilleur estimé en prenant plutôt le sous-ensemble pour lequel on connaît l'état de l'entrée de la fusion et pour lequel on possède les pertes médianes (26 éléments). Sur ces 26 expériences, 7 possèdent une entrée de fusion réussie et des pertes  $< 1$  dB. Sachant qu'environ la moitié des expériences avec une belle entrée auront un belle structure, on a  $P(\text{Sym}\& < 1) \approx 0.13$ .

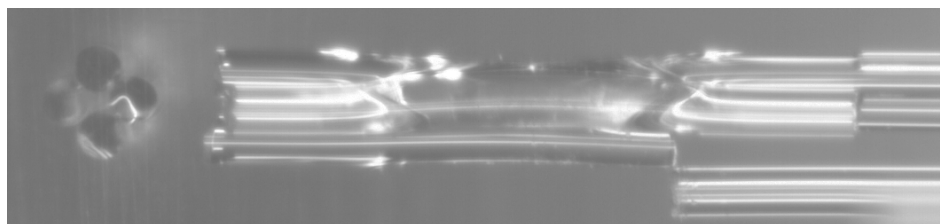
Dans l'état actuel des choses, sans optimisation des recette de fusion, entre 13 et 18 % des composants fabriqués avec les blocs de fusion devraient donner des coupleurs de qualité.

Tableau F.2 Essais de fusion sélectionnés. Un score d'appréciation (-1,0 ou 1) a été attribué pour la sortie, l'entrée et le «kink» de la fusion. 1 indique une belle transition, -1 une mauvaise transition et 0 signifie que la donnée n'est pas disponible.  $L_{Fu}$  : longueur de la fusion,  $H$  : distance entre la buse et la flamme,  $V_f$  : vitesse de translation de la flamme. Les pertes sont mesurées sur  $\lambda \in (1,3; 1,6)\mu\text{m}$ . 2.

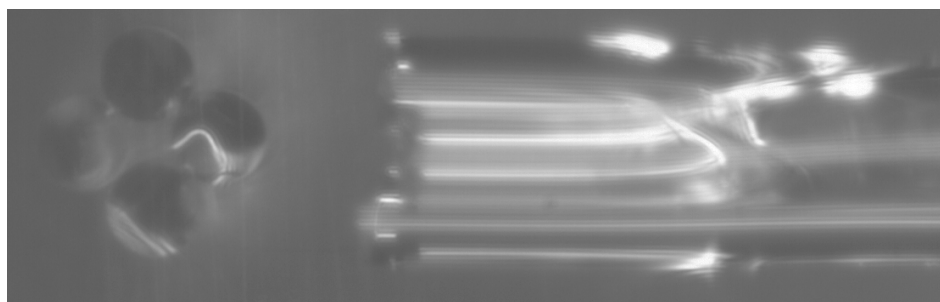
$L_{Fu}$ [mm]	$H$ [mm]	$V_f$ [mm/s]	Sortie	Entrée	Kink	Cut	Pertes [dB]	
							min	max
2	0,55	2,00	1	1	1	1	0,1	0,4
2	0,55	2,00	1	1	1	0	2,2	4,7
2	0,58	2,00	-1	-1	1	0	22,7	19,9
2	0,60	2,00	-1	-1	1	0	9,0	11,3
2	0,61	2,00	1	1	1	0	0,3	0,0
2	0,61	2,00	1	1	-1	1	2,1	4,3
2	0,56	2,00	-1	-1	-1	-1	0,1	0,3
2	0,51	2,00	0	0	0	0	0,6	1,7
2	0,51	2,00	-1	-1	1	0	0,0	0,1
2	0,61	2,00	0	0	0	1	3,6	4,0
2	0,61	2,00	-1	-1	1	-1	1,5	2,7
2	0,61	2,50	1	1	1	0	0,0	0,1
2	0,61	2,50	1	1	1	0	0,0	0,1
2	0,61	2,50	1	1	1	-1	0,0	0,1
2	0,61	2,00	-1	1	1	1	1,3	2,1
2	0,61	2,25	1	1	1	0	0,0	0,1
2	0,61	2,25	-1	-1	1	0	0,2	0,6
2	0,58	2,00	-1	1	-1	-1	3,2	4,3
2	0,59	2,00	1	1	1	0	2,5	4,0
2	0,60	2,00	-1	-1	1	0	0,0	0,2
2	0,35	2,25	-1	-1	1	-1	0,4	1,3
2	0,35	2,25	1	1	-1	-1	0,6	2,0
2	0,35	2,25	1	1	1	1	0,6	0,8
6	0,55	1,00	1	1	1	1	4,7	10,3
6	0,55	1,00	-1	-1	1	0	16,4	23,7
6	0,63	1,00	-1	1	1	0	4,8	9,7
6	1,00	1,00	0	0	0	-1	1,5	3,6
6	1,10	1,00	1	1	-1	1	4,0	6,2
6	1,00	1,00	1	1	-1	0	2,4	5,3
2	0,35	2,00	0	0	0	1	N/A	N/A
2	0,35	2,00	1	1	1	0	N/A	N/A
2	0,40	2,00	-1	-1	1	1	N/A	N/A
2	0,61	2,00	1	1	-1	-1	N/A	N/A
2	0,66	2,00	-1	-1	-1	-1	N/A	N/A
6	0,55	2,00	1	-1	-1	-1	N/A	N/A
6	8,00	0,10	-1	-1	1	-1	N/A	N/A

## ANNEXE G Résultats préliminaires sur les préformes à 4 fibres

Un seul essai de fusion a été réalisé sur une structure à 4 fibres. Cet essai a été fait avec des blocs spécialisés pour la fusion, telle que présenté à la figure 3.12, avec un espacement central de 6,35 mm. Malgré que la clive soit à l'extérieur de la zone fusionnée, on voit que



(a) Vue d'ensemble de la préforme obtenue. Remarquez que celle-ci a éclaté lors de la coupe, ce qui est très fréquent.



(b) Vue rapprochée de la clive. La structure n'a pas clivé dans la section fusionnée, mais directement à sa sortie.

Figure G.1 Test de fusion d'un dispositif à 4 fibres.

les 4 fibres sont bel et bien de la configuration «carrée» voulue.

## ANNEXE H Détails supplémentaires sur l'effilage de tubes alésés.

Ceci est une petite analyse faite à posteriori pour démontrer la reproductibilité des méthodes d'effilage de tubes alésés. Le tableau H.1 est une liste des expériences faites au moins en double durant le mois de mai 2017. Les deux dernières colonnes donnent le suprémum des différences exprimé en erreur relative sur l'ITR. Cette dernière valeur est bornée par 1.45% sur l'ensemble des expériences étudiées. Notez que l'échelle de conversion pixels vers  $\mu\text{m}$  utilisée est de  $0.4329 \pm 0.0019 \mu\text{m}/\text{pixel}$  et son erreur relative est de l'ordre de 0.44%. Les erreurs obtenues sur la reproductibilité peuvent donc s'expliquer en grande partie par l'erreur de conversion et les erreurs faites lors de l'estimation de la dimension des tubes sur les photos prises.

Tableau H.1 Étude rétrospective de la reproductibilité des méthodes d'effilages de tubes alésés.

Date	Numéro	Recette	ITR <sub>OD</sub>	ITR <sub>ID</sub>	Suprémum des différences [%]	
					ITR <sub>OD</sub>	ITR <sub>ID</sub>
03-Mai-2017	1	N39	0,4559	0,4533		
03-Mai-2017	2	N39	0,4530	0,4590		
03-Mai-2017	3	N39	0,4505	0,4466	1,19	1,45
04-Mai-2017	1	N40	0,4297	0,4179		
04-Mai-2017	2	N40	0,4291	0,4205	0,13	-0,61
17-Mai-2017	2	N44	0,4635	0,4487		
18-Mai-2017	1	N44	0,4650	0,4462	-0,33	0,56
16-Mai-2017	1	N45	0,4561			
16-Mai-2017	2	N45	0,4525	0,4373	0,78	

La figure H.1 et le tableau H.2 sont le résultat d'une expérience de calibration de la recette finale d'effilage des tubes alésés. On y voit entre autres le paramètre Homo qu'on définit comme  $\frac{\text{ITR}_{\text{OD}}}{\text{ITR}_{\text{ID}}}$ , et qui sert à mesurer à quel point la transformation des tubes se fait de manière homothétique. La régression linéaire des données en H.1 pour ITR<sub>ID</sub> donne  $\text{ITR}_{\text{ID}} = (-0.0021)N + 0.8744$ .

La géométrie initiale du tube doit être mesurée au microscope à priori afin de pouvoir choisir correctement le nombre de demi-cycles pour la recette. Typiquement, l'ITR recherché tourne autour de 0,43, pour obtenir un diamètre interne légèrement au dessus de  $125 \mu\text{m}$ . Notez aussi qu'un petit changement dans la taille du tube utilisé, les paramètres de la flamme, le type de buse utilisée, la hauteur ou la vitesse de balayage rendra nécessaire la recalibration de tout le protocole.

Tableau H.2 Calibration de la recette finale d'effilage de tubes alésés autour de  $ITR_{ID} = 0,43$ 

Date	Numéro	Recette	OD <sub>ini</sub>	ID <sub>ini</sub>	OD <sub>fin</sub>	ID <sub>fin</sub>	ITR <sub>OD</sub>	ITR <sub>ID</sub>	Homo
26-Mai-2017	1	N190	402,66	292,48	190,62	138,29	0,4734	0,4728	1,001
26-Mai-2017	2	N200	402,66	292,48	182,62	133,43	0,4535	0,4562	0,994
26-Mai-2017	3	N210	402,66	292,48	173,54	126,29	0,4310	0,4318	0,998
29-Mai-2017	1	N212	402,98	301,56	172,57	129,10	0,4282	0,4281	1,000
29-Mai-2017	2	N208	402,98	301,56	177,97	132,24	0,4416	0,4385	1,007
29-Mai-2017	4	N215	402,44	293,13	169,32	123,59	0,4207	0,4216	0,998
29-Mai-2017	5	N209	402,44	293,13	178,84	129,86	0,4444	0,4430	1,003
29-Mai-2017	6	N211	402,44	293,13	172,24	125,64	0,4280	0,4286	0,999

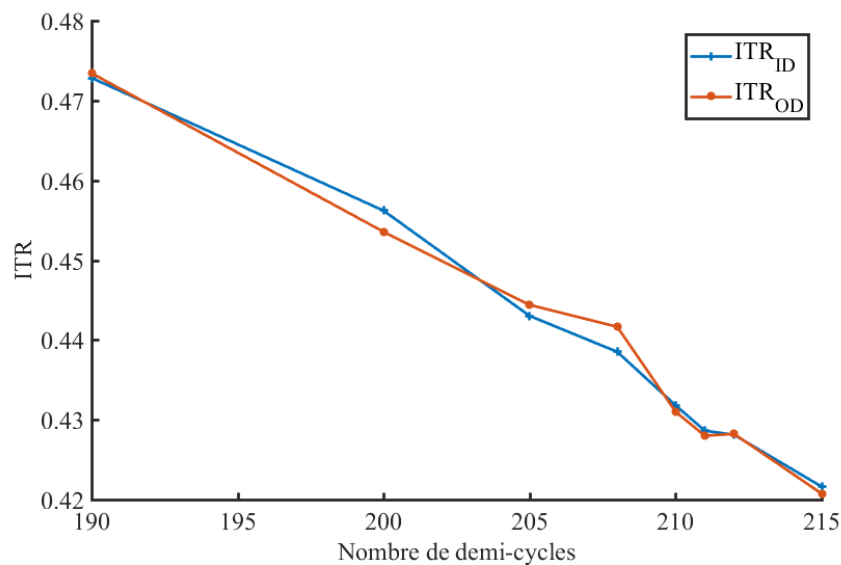


Figure H.1 ITR obtenus autour de 0.43 pour la recette finale d'effilage de tubes alésés.

Voici un résumé de la recette utilisée.

- La recette d'étirage est une recette à longueur de zone chaude linéairement variable dont les paramètres sont :
  - $V_m = 0.026\text{mm/s}$
  - $V_f = 3.5\text{mm/s}$
  - $\alpha = 0.365$
  - Longueur de dépassement (recette linéaire synchrone) de 3mm.
  - La hauteur varie linéairement entre 1.5 et 2.5mm.



ANNEXE I Figures supplémentaires : démonstration que les fibres A et B agissent comme filtre modal

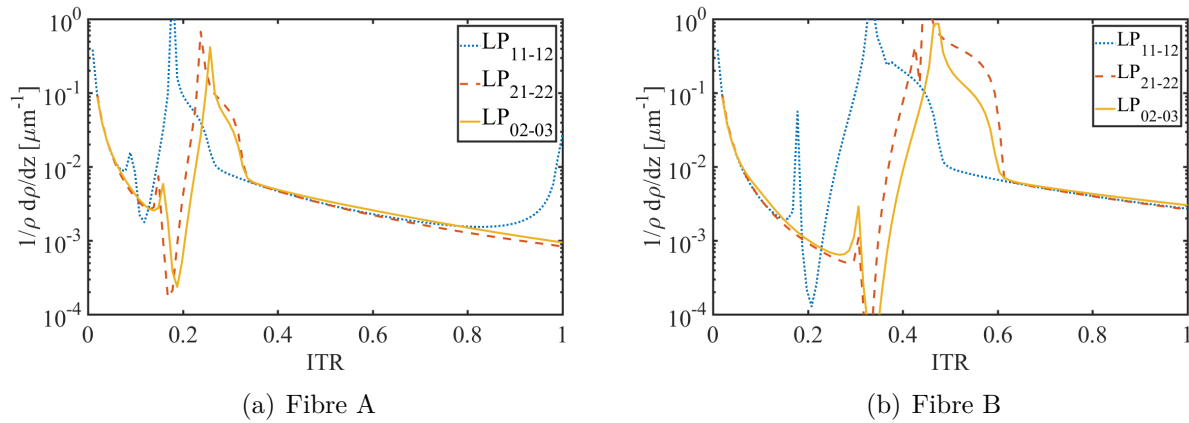
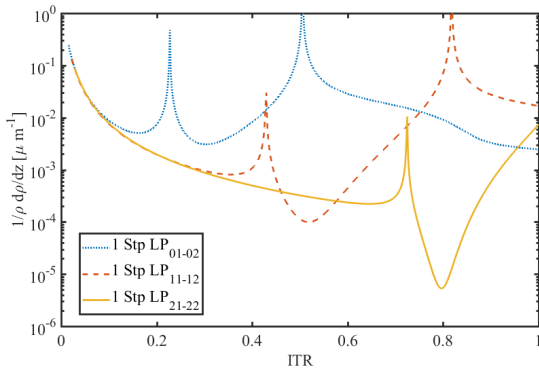


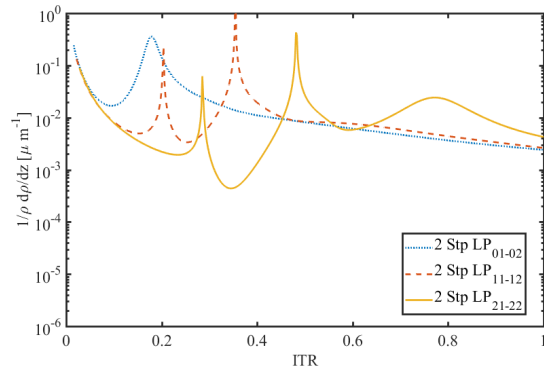
Figure I.1 Transition adiabatique pour les 3 premiers modes susceptibles de coupler avec  $LP_{01}$  pour les fibres A et B.

## ANNEXE J Information supplémentaire sur les transitions multimodales dans des fibres à géométrie cylindrique.

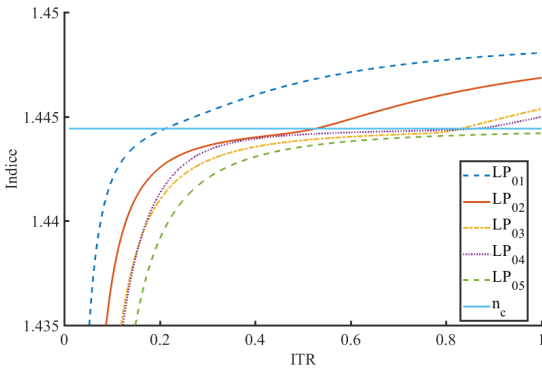
Quelques itérations de simulation ont été faites afin de sonder s'il était aussi possible d'utiliser un profil à 2 sauts d'indice pour faciliter la transition des trois premières familles de mode ( $LP_{01}$ ,  $LP_{11}$  et  $LP_{21}$ ). En J.1(a), le critère d'adiabaticité pour la famille de mode  $LP_{21}$  possède



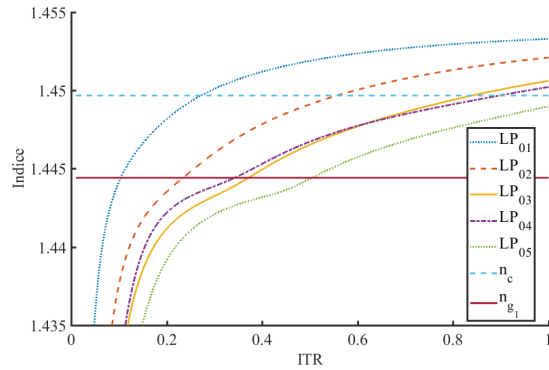
(a) Critère d'adiabaticité fibre à 1 saut d'indice.



(b) Critère d'adiabaticité fibre à 2 sauts d'indice.



(c) Indices effectifs fibre à 1 saut d'indice.



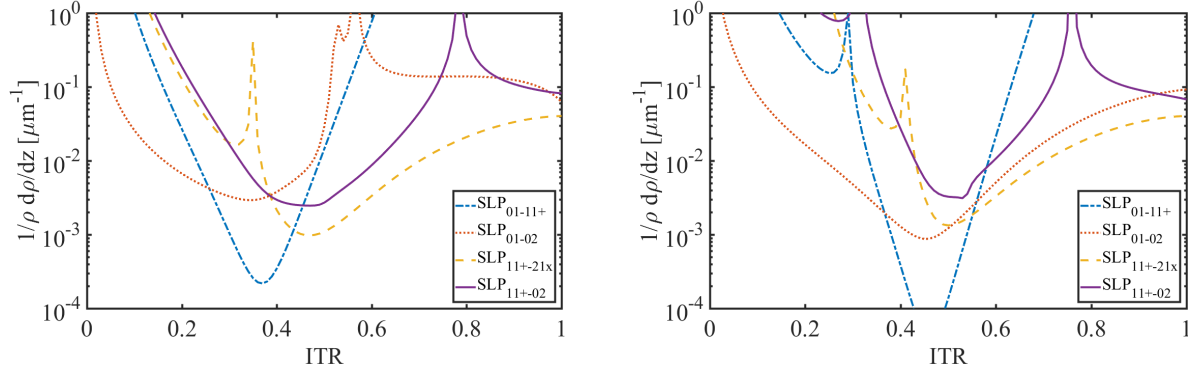
(d) Indices effectifs fibre à 2 sauts d'indice.

Figure J.1 Comportement des trois premières familles de modes pour des fibres à simple et double saut d'indice,  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ .

un minimum  $\sim 5 \times 10^{-6} \mu\text{m}^{-1}$ , ce qui correspond à un  $L_0 \sim 200$  mm. Ceci rend la transition adiabatique de cette famille quasi impossible à réaliser expérimentalement. En J.1(b), on voit qu'une fibre à double gaine à coeur multimodal permettrait d'amener cette valeur à  $L_0 \sim 2$  mm, ce qui est comparable à la difficulté d'effiler adiabaticquement une fibre SMF-28.

## ANNEXE K Information supplémentaire sur l'effilage des coupleurs asymétriques accutheter et 1310M-HP

### Critère d'adiabaticité pour SMF-28-Accu. et SMF-28-1310M-HP.



(a) Critère d'adiabaticité du coupleur SMF-28-Accutheter. (b) Critère d'adiabaticité du coupleur SMF-28-1310M-HP.

Figure K.1 Coupleur asymétrique fait de fibre à saut d'indice simple. (a) Le minimum du critère d'adiabaticité est  $\sim 2 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}$ . (b) Le minimum du critère d'adiabaticité est  $\sim 4 \times 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$ .  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

### Estimé de la pureté modale.

Aux figures 4.21(b) et 4.21(d), on montre la transmission obtenue à l'OSA au sortie 1 et 2. Pour un null coupler idéal, on s'attend à ce que 100% du signal couple vers la sortie 1. On mesure la qualité du null coupler en observant la quantité de signal couplée vers la sortie 2. On peut déduire la pureté modale du coupleur en utilisant un modèle simple de Mach-Zehnder pour modéliser notre coupleur. Si à l'entrée d'un Mach-Zehnder on a l'état  $(1, 0)^T$ , cela signifie qu'on entre par l'entrée 1.

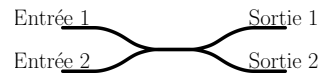


Figure K.2 Notation pour les entrées et sorties d'un coupleur  $2 \times 2$

À la sortie, on retrouve les transmissions en intensité suivante [19, Chapter 7].

$$I_1 = R^2 + T^2 + 2RT \cos \Delta\phi \quad (\text{K.1})$$

$$I_2 = 2RT (1 - \cos \Delta\phi) \quad (\text{K.2})$$

où  $\sqrt{T}$  et  $\sqrt{R}$  sont les coefficients de transmission en amplitude des miroirs du Mach-Zehnder. Dans le cas qui nous intéresse, on suppose que  $T \rightarrow 1$  et  $R \ll T$ . On a alors que

$$I_1 = 1 + 2RT \cos \Delta\phi \quad (\text{K.3})$$

$$I_2 = 2R(1 - \cos \Delta\phi) \quad (\text{K.4})$$

$$\leq 4R \quad (\text{K.5})$$

L'équation K.5 nous permet de borner supérieurement  $\sqrt{R}$ , qui correspond à la «contamination» modale dans le mode  $\text{SLP}_{11+}$ , à partir du maximum en intensité de la sortie 2. Le couple de fibres SMF-28-Accutether a été testé 3 fois et le couple de fibres SMF-28-1310M-HP, une seule fois. Au tableau K.1, on résume l'ensemble de ces tests.

Tableau K.1 Contamination modale du mode  $\text{SLP}_{11+}$

<b>Fibre</b>	$I_2$ [dB]	$\sqrt{R}$ [dB]
	-21	-27
<b>Accu.</b>	-15	-21
	-19	-25
<b>1310M-HP</b>	-13	-19

Notez que la définition du décibel utilisée pour  $\sqrt{R}$  est  $X_{dB} = 20 \log(E_2/E_1)$  puisqu'il s'agit d'un ratio d'amplitude et non d'un ratio de puissance.

## ANNEXE L Information supplémentaire sur les pseudo-croisements

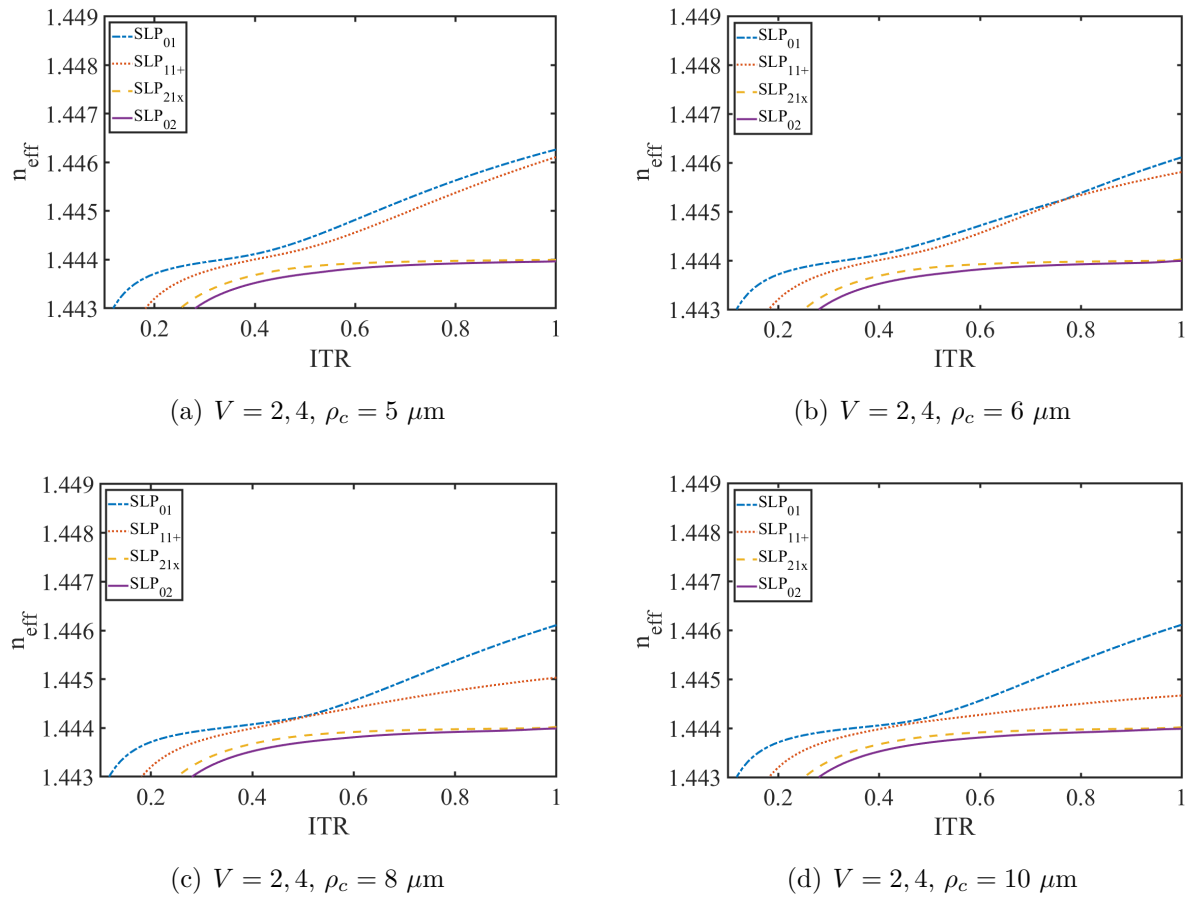


Figure L.1 Exemple de pseudo-croisements observés pour des asymétrie de coeur.

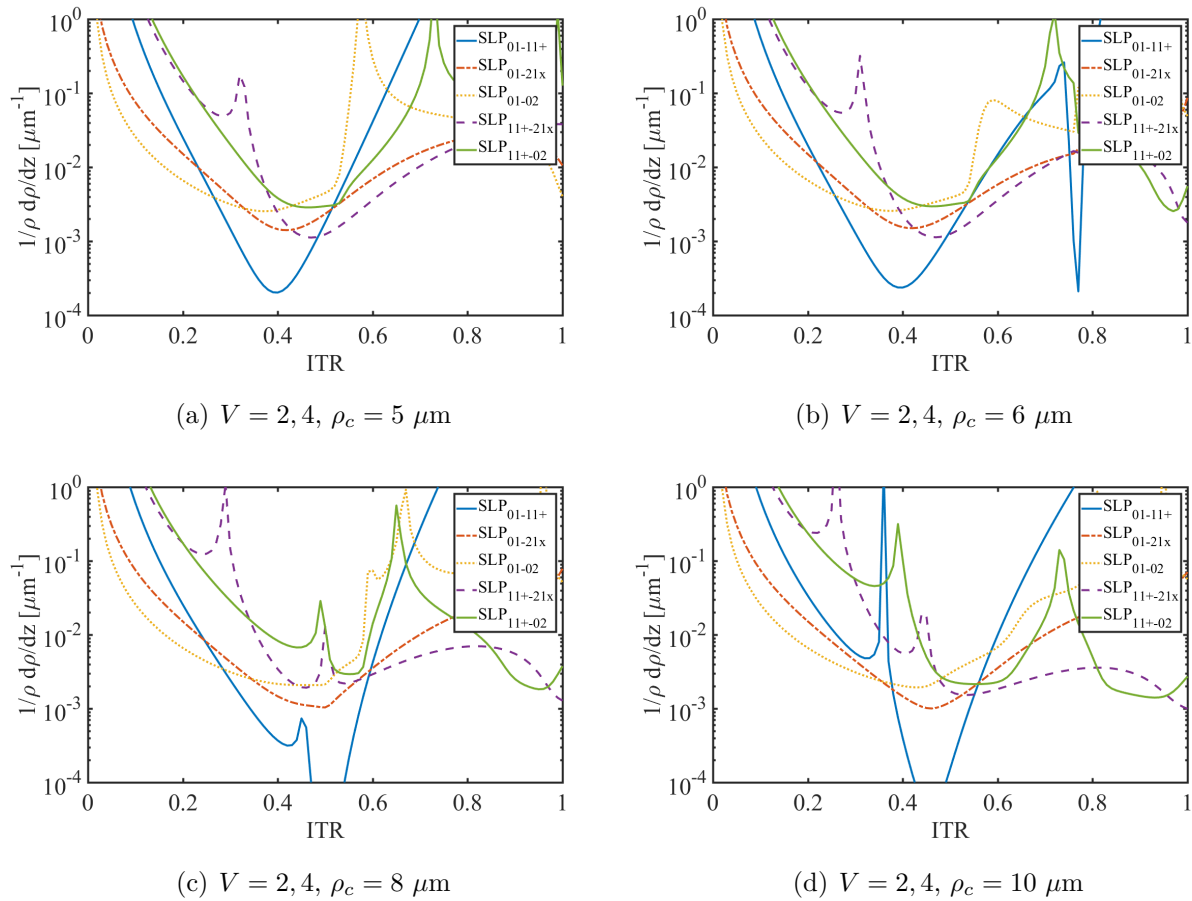


Figure L.2 Effet d'un pseudo-croisement sur le critère d'adiabaticité pour des asymétries de coeur.

**ANNEXE M Information supplémentaire : coupleurs asymétriques faits  
d'une fibre à saut simple et d'une fibre à saut double**

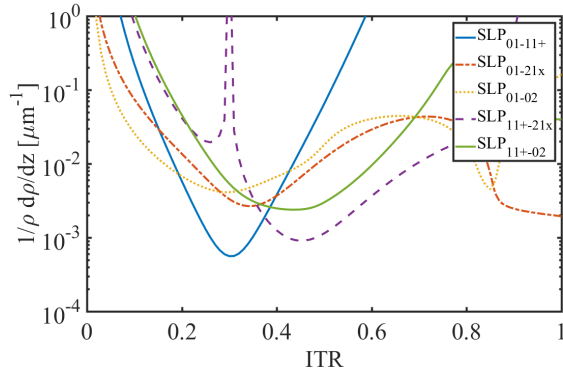
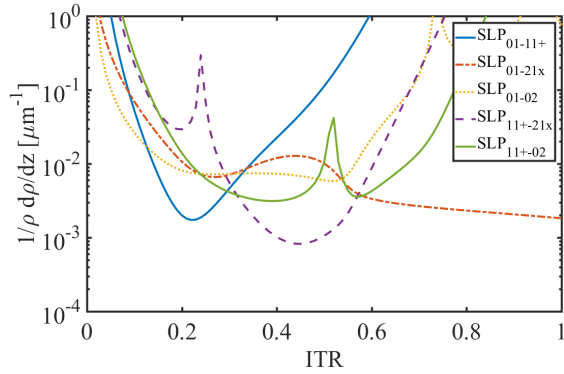
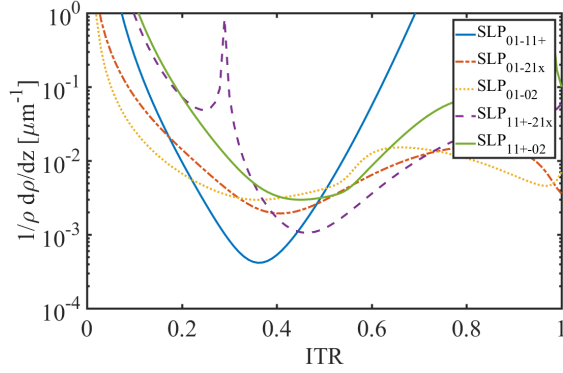
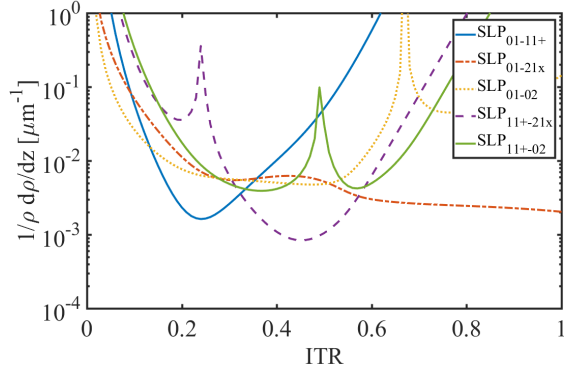
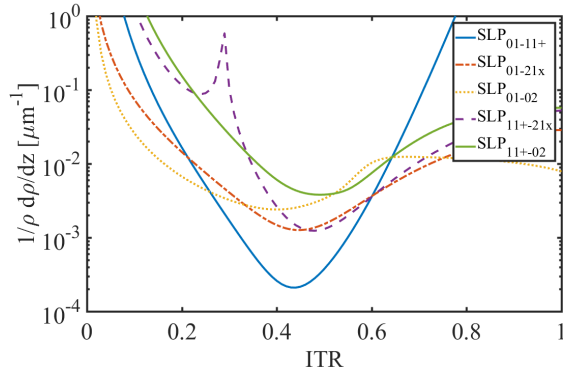
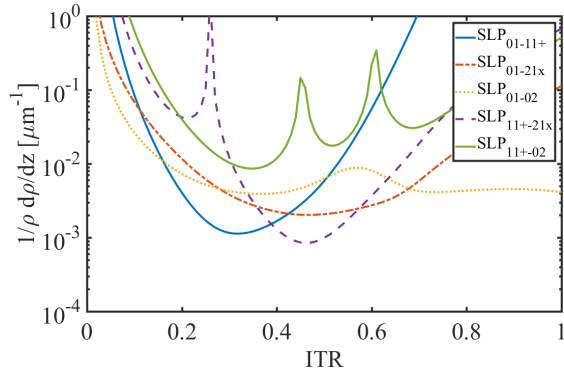
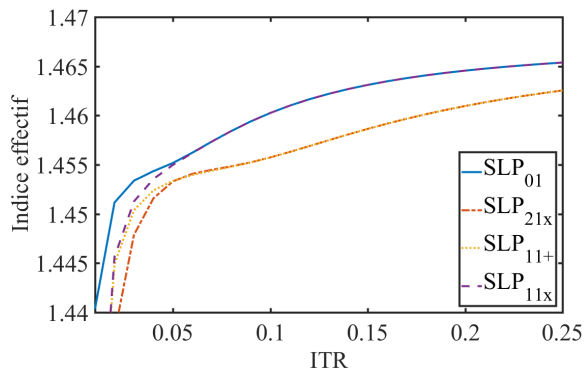
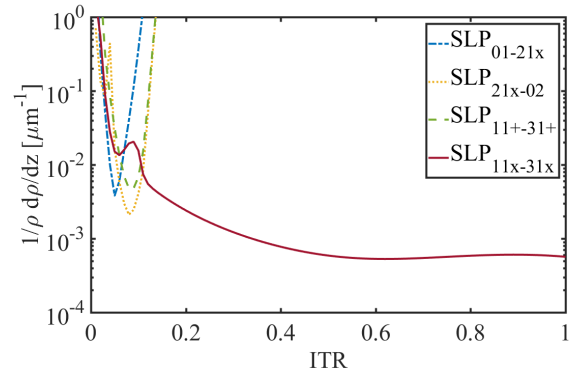
(a)  $V_2 = 2, \rho_2 = 6 \mu\text{m}$ (b)  $V_2 = 4, \rho_2 = 12 \mu\text{m}$ (c)  $V_2 = 2, \rho_2 = 16 \mu\text{m}$ (d)  $V_2 = 4, \rho_2 = 16 \mu\text{m}$ (e)  $V_2 = 2, \rho_2 = 30 \mu\text{m}$ (f)  $V_2 = 4, \rho_2 = 30 \mu\text{m}$ 

Figure M.1 Déplacement du critère  $SLP_{01-11+}$  pour un coupleur asymétrique fait d'une fibre à saut simple et d'une fibre à saut double.

ANNEXE N Critère d'adiabaticité pour une structure ABAB à  $\lambda = 730$  nm



(a) Indice effectif des 4 premiers supermodes.



(b) Critères d'adiabaticité les plus limitants pour les 4 premiers supermodes.

Figure N.1 Critère d'adiabaticité d'un coupleur fait des fibres A et B en inventaire à  $\lambda = 0,73 \mu\text{m}$ .