

UNIVERSITE DE LIMOGES

Ecole Doctorale 521 : Sciences et Ingénierie de l'Information
Faculté des Sciences et Techniques

Laboratoire Xlim UMR CNRS n° 6172-Département photonique

Thèse N° 66-2009

Thèse

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline: Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement par

Nicolas Mothe

le 1^{er} décembre 2009

Composants optiques à fibres multiples : applications à la sommation opto-microonde et aux fibres microstructurées mono et multicœurs

Directeur de Thèse : Professeur Philippe Di Bin

Jury:

Rapporteurs :

Jean-Claude Mollier	Professeur, ISAE	Toulouse
Henri Porte	Directeur de recherche CNRS, Phonline Technologies	Besançon

Examineurs :

Suzanne Lacroix	Professeur, Ecole Polytechnique de Montréal	Québec
Bernard Jarry	Professeur, Xlim	Limoges
Dominique Pagnoux	Chargé de recherche CNRS, Xlim	Limoges
Philippe Di Bin	Professeur, Xlim	Limoges

Invité :

Stéphane Formont	Ingénieur, Thalès Systèmes Aéroportés	Elancourt
------------------	---------------------------------------	-----------

A ma famille

A mes amis

INTRODUCTION

Aujourd'hui, les performances des technologies optoélectroniques poussent les industriels à redéfinir leurs systèmes purement électriques. En effet, le transport de signaux analogiques ou numériques par fibres optiques associé aux progrès des convertisseurs électro-optiques et opto-électriques conduit à réaliser les fonctions jadis effectuées par des dispositifs hyperfréquences via des composants optiques.

Les antennes réseaux, de par leur dépointage rapide et leur possibilité d'émettre plusieurs diagrammes de rayonnement simultanément, constituent les radars et les systèmes de communication de demain. Les opérations de distribution, pondération, déphasage et sommation nécessaires à leur fonctionnement doivent être repensées pour trouver leurs équivalents optiques.

Le travail de thèse développé ici dans le cadre d'une bourse DGA (Délégation Générale pour l'Armement) se place dans ce contexte. Il s'inscrit dans un projet visant à réaliser la fonction de sommation de signaux hyperfréquences par voie optique dans la bande 0-20 GHz. Cette dernière apparaît comme un verrou technologique dans les antennes réseaux en mode réception.

Mon travail consiste en l'étude, la réalisation et la caractérisation d'un sommateur opto-hyperfréquence en optique fibrée. Il s'articule autour de 4 chapitres :

Dans un premier temps, nous montrons que la fonction sommation constitue non seulement un élément clé des futures antennes optoélectroniques fixes ou à balayage mais est également présente dans le traitement du signal opto-hyperfréquence, domaine en forte évolution. L'étude de l'état de l'art indique que les solutions existantes souffrent toutes de limitations dont certaines s'avèrent ne pas être fondées ouvrant ainsi la voie à des sommateurs simples et performants.

Le deuxième chapitre décrit le banc sur lequel notre composant a été réalisé. Il s'agit d'un système de fusion-étirage délicat dont la gestion doit être particulièrement soignée. Les étapes de fabrication d'un sommateur sont détaillées. Les performances optiques et microondes de notre composant sont caractérisées et comparées aux spécifications du cahier des charges données à la fin du premier chapitre.

Au début de la thèse, nous pensions proposer une solution tout autre que celle présentée dans les deux premiers chapitres. Elle était basée sur les fibres optiques microstructurées air/silice multicœurs où les cœurs transporteraient les signaux à additionner de manière indépendante. La réalisation d'un tel composant a prouvé son efficacité en terme de sommation mais a aussi révélé que l'indépendance des signaux n'était pas une condition sine qua non à une sommation correcte. Cette information nous a donc tournés vers le concept du sommateur des deux premiers chapitres, plus simple et plus performant. Cependant, les phénomènes de couplage au sein des fibres microstructurées à multiples cœurs ont été étudiés dans ce cadre. Ils sont présentés dans le troisième chapitre. Une nouvelle méthode de calcul des coefficients de couplage a ainsi vu le jour grâce à ce travail. Nous donnons aussi une relation mathématique gouvernant l'évolution du couplage en fonction de l'espacement entre les cœurs dans les fibres optiques microstructurées.

En combinant le savoir-faire expérimental du chapitre II et les connaissances sur les fibres optiques microstructurées du chapitre III, une technique d'interconnexion entre une ou plusieurs fibres standard et une fibre microstructurée mono ou multicœurs est abordée dans le quatrième chapitre. La propagation indépendante dans des cœurs très rapprochés est démontrée numériquement et expérimentalement. La technique développée pourra être employée dans de nombreuses applications nécessitant les propriétés nouvelles des fibres optiques microstructurées.

Table des matières

Introduction.....	5
Chapitre I. Contexte	9
A. Antennes réseaux	11
1. Antennes électroniques	11
2. Antennes optoélectroniques.....	13
B. Mode réception	14
1. Définition de la fonction sommation	14
2. Sommation électrique.....	16
3. Sommation optique.....	17
C. Traitement du signal opto-hyperfréquence	18
D. Etat de l'art.....	19
1. Bruit d'homo/hétérodynage	20
2. Solutions actuelles	23
a) Superposition partielle ou totale des signaux	23
(1) Cube séparateur	23
(2) Coupleur optique.....	23
(3) Approche WDM.....	24
b) Séparation des signaux.....	25
(1) Guide d'onde intégré.....	25
(2) Optique fibrée	26
(3) Photodiode à double éclairage.....	27
E. Résumé des solutions actuelles.....	27
F. Solution proposée	28
G. Cahier des charges	31
H. Références.....	32
Chapitre II. Réalisation des sommateurs optomicroondes.....	35
A. Théorie et modélisations	37
1. Principe de propagation au sein d'un sommateur	37
2. Simulations	39
B. Banc expérimental	42
1. Montage.....	42
2. Programmation	44
C. Fabrication	46
D. Caractérisations	47
1. Caractérisations optiques.....	47
a) Pertes	47
b) Imagerie optique	48
2. Caractérisations microondes.....	49
a) Présentation du banc de caractérisation.....	49
b) Sommation cohérente.....	50
c) Sommation non cohérente.....	51
d) Sommation 4 voies.....	53
E. Sommateur 14 voies	54
1. Caractérisations optiques.....	56
a) Pertes	56
b) Imagerie optique	56
2. Caractérisations microondes.....	56
a) Sommation cohérente.....	56
b) Sommation non cohérente	58

F. Conclusion.....	60
G. Références.....	60
Chapitre III. Couplage directionnel dans les fibres optiques microstructurées à deux cœurs	63
A. Supermodes.....	66
B. Théorie des modes couplés.....	68
1. Faibles perturbations	69
2. Fortes perturbations (cas de deux fibres parallèles).....	69
C. Calculs numériques des coefficients de couplage.....	72
1. Fibre optique microstructurée	72
2. Description de la méthode inventée	73
a) Géométries étudiées	73
b) Mon modèle	75
3. Comparaison des différentes méthodes de calcul des coefficients de couplage.....	79
a) Méthode des SuperModes (MSM)	80
b) Méthode du faisceau propagé (BPM)	80
c) Méthode de la Fibre Equivalente (MFE)	81
d) Comparaison	82
D. Modèle simplifié	84
E. Conclusion	87
F. Références	88
Chapitre IV. Interfaçage SMFs-FMAS.....	91
A. Simulations.....	95
1. Descriptif de la structure.....	96
2. Principe de propagation.....	97
B. Fabrication.....	100
1. Cannes microstructurées seules	103
2. Cannes microstructurée + 2 SMFs.....	104
C. Performances.....	106
1. Pertes	106
2. Forme du champ	107
3. Isolation.....	108
D. Conclusion	109
E. Références	110
Conclusion et perspectives.....	113
Publications	115
A. Brevets	115
B. Articles	115
C. Posters.....	115
D. Relecture	116
Résumé.....	118
Abstract.....	118

CHAPITRE I.
CONTEXTE

A. Antennes réseaux

1. Antennes électroniques

Les antennes réseaux permettent la formation simultanée ou séquentielle de un ou plusieurs diagrammes de rayonnement prédéfinis de directions différentes, fixes ou orientables dans l'espace (Fig. 1). Elles sont constituées d'une matrice d'éléments rayonnants (Fig. 1) alimentés par des signaux dont la phase et l'amplitude sont réglables (Fig. 2). Ainsi la direction de pointage de l'antenne est contrôlée en jouant sur les phases de chaque nœud du réseau. L'écart de phase entre deux éléments successifs est défini, dans le cas général, comme une progression linéaire selon les axes géométriques de l'antenne. A l'échelle du réseau, cette loi définit le plan de phase dans lequel tous les signaux sont en interférences constructives. Le rayonnement est alors maximum selon la normale à ce plan. Orienter le faisceau revient donc à orienter le plan de phase.

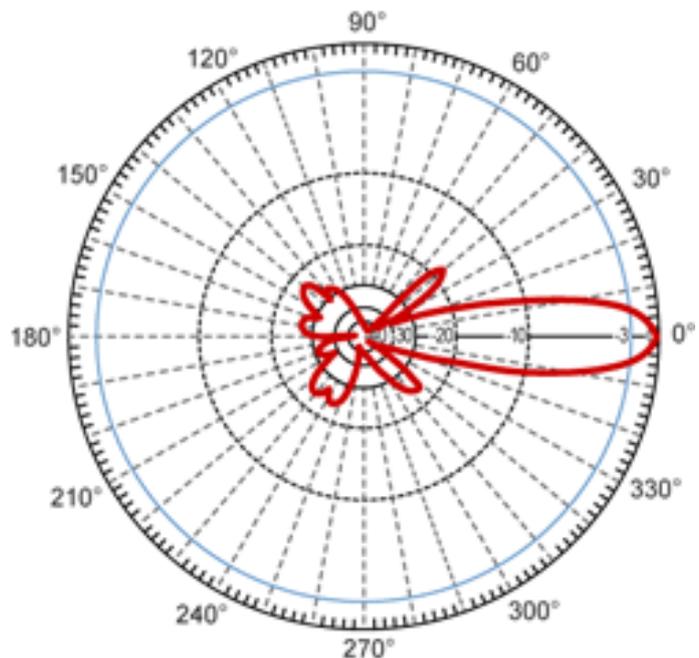
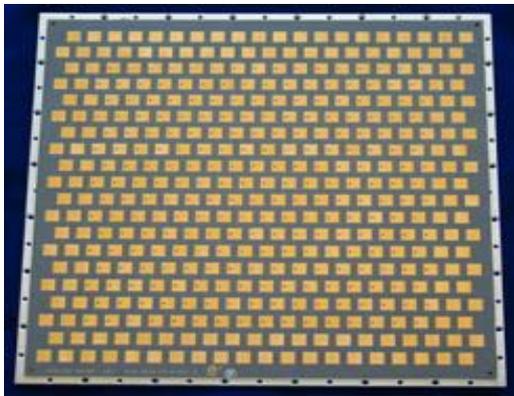


Figure I-1: Éléments rayonnants et diagrammes de rayonnement d'une antenne réseau

Cette technologie a été développée pour la radioastronomie en 1946, par Antony Hewish et Martin Ryle, à l'université de Cambridge. Ils ont obtenu un prix Nobel de physique après leurs travaux sur plusieurs grands radiotélescopes utilisant ce concept.

Les antennes réseaux offrent de nombreux avantages par rapport aux antennes classiques en termes de gain, de faibles lobes secondaires et de précision de contrôle de la direction de pointage. La formation de plusieurs faisceaux simultanés est un atout indéniable comparé à la lenteur mécanique des antennes conventionnelles.

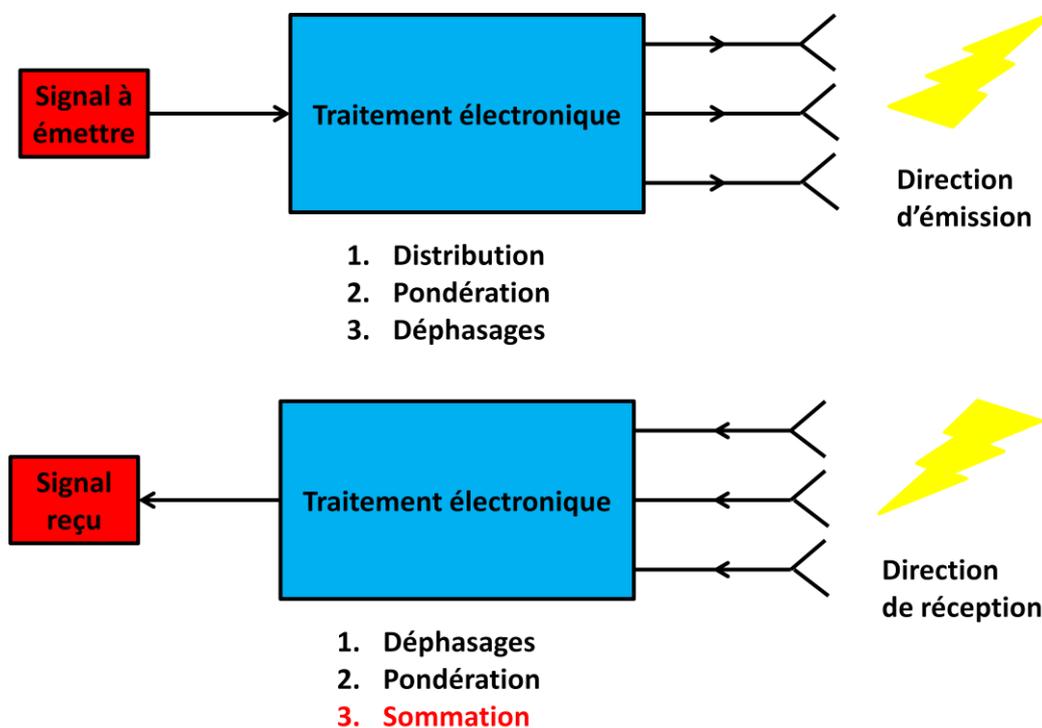


Figure I-2: Schéma de fonctionnement des antennes réseaux électroniques à l'émission et à la réception

Ces antennes multifonctions (communications, radars, guerre électronique) demanderont des bandes passantes bien plus grandes que celles des antennes existantes. Et de telles largeurs de bandes amènent à la définition de concepts et de technologies avancés. Par exemple, les antennes réseaux classiques à déphasage microonde ont montré leur efficacité concernant le contrôle actif de la direction de pointage sans mouvement mécanique de l'antenne. Néanmoins, pour des fréquences élevées, la gestion des déphasages se complique. De plus, pour une direction d'émission choisie, le gradient de phase à appliquer est déterminé pour une fréquence donnée. Dans le cas d'un système large bande, un décalage de la direction de rayonnement est observé en fonction de la fréquence émise. Pour remédier à ce problème, une solution alternative consiste à alimenter les antennes réseaux par des synthèses de retards à la place des synthèses de phases. Les déphasages appliqués aux éléments émetteurs/récepteurs du réseau sont alors proportionnels à la fréquence d'émission. Il n'y a plus de décalage de la direction de pointage en fonction des fréquences des signaux.

2. Antennes optoélectroniques

La photonique microonde peut être définie comme l'étude des interactions entre les signaux optiques et les signaux électriques de fréquences microondes et millimétriques.

Grâce à la forte amélioration des performances des composants optoélectroniques ces dix dernières années (lasers et amplificateurs hautes puissances, modulateurs avec $V\pi$ réduit, photodétecteurs à hautes puissances de saturation), tous capables de fonctionner à plus de 20 GHz, la photonique est devenue l'une des technologies majeures pour les télécommunications et une technologie émergente dans les domaines des radars (Fig. 3) et du traitement du signal. Cette augmentation des capacités a renforcé l'intérêt pour les fibres optiques comme une alternative fiable aux techniques électriques conventionnelles (câbles coaxiaux) pour le transport de signaux.

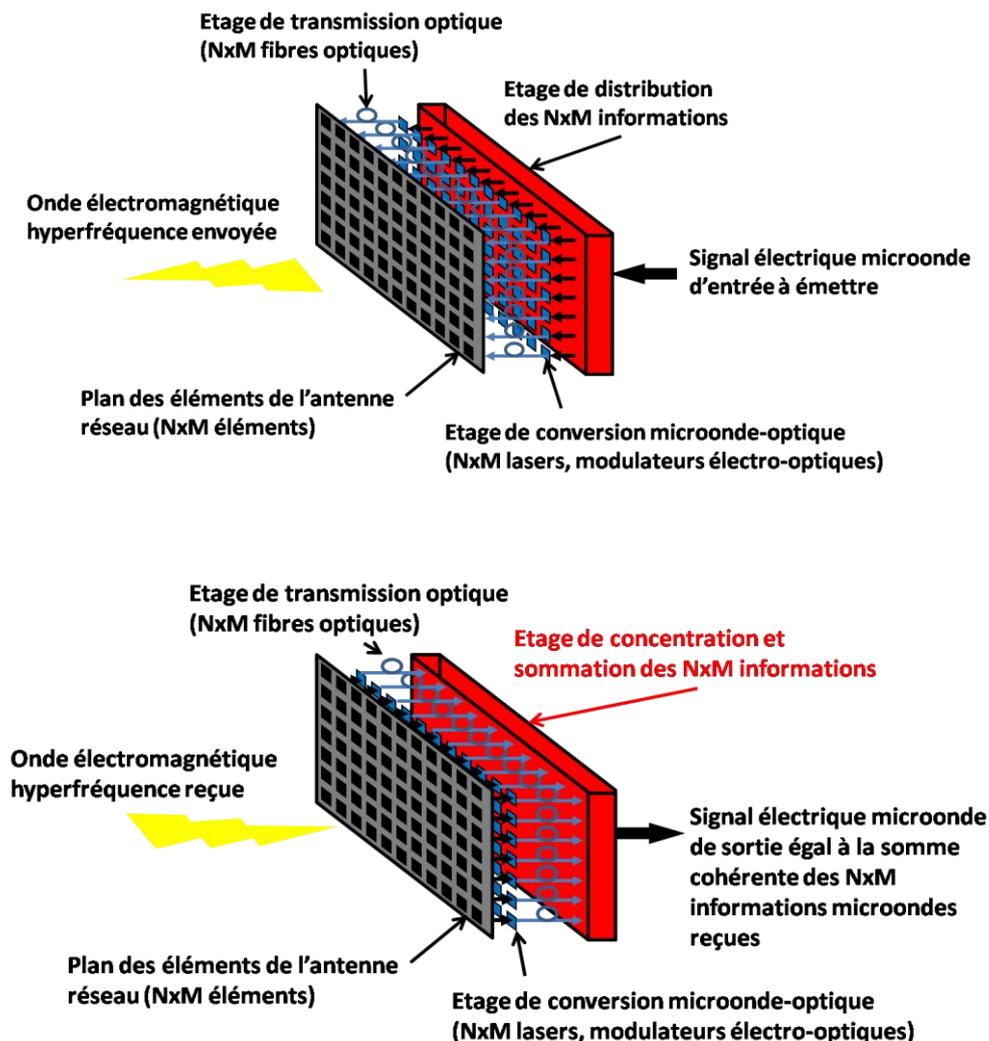


Figure I-3: Schéma de fonctionnement des antennes réseaux optoélectroniques à l'émission et à la réception

A ce concept d'antennes réseaux qui peuvent comporter plusieurs milliers d'éléments émetteurs/récepteurs, il faut associer de nouvelles méthodes de distribution et de traitement des signaux. De récentes opportunités se sont ouvertes pour contrôler ensemble un grand nombre d'éléments grâce au mariage des technologies photoniques et microondes. En effet, la fibre optique va fournir une solution d'interconnexions pour ces futures antennes qui auront des besoins (conformité, immunité aux perturbations électromagnétiques, taille, poids, performances) extrêmement difficiles voire impossibles à répondre en utilisant les liaisons électriques habituelles. Ces besoins s'expliquent par le fait que les antennes aéroportées sont prévues d'être distribuées sur toute la surface de l'avion pendant que les antennes terrestres seront déportées de l'unité de traitement.

Le potentiel des solutions photoniques pour les systèmes militaires est tel qu'un Livre Blanc opto-microonde a été rédigé par les industriels et les différents Ministères de la Défense européens. L'objectif est de définir un plan de route des stratégies et des technologies à adopter pour l'avenir. La formation de faisceaux des antennes réseaux et le traitement de signaux opto-hyperfréquences entrent pleinement dans ce cadre [1].

B. Mode réception

1. Définition de la fonction sommation

Nous avons vu que les technologies optiques apportent de nombreux avantages par rapport aux systèmes électriques actuels de part leurs propriétés intrinsèques. Maintenant d'autres caractéristiques (matériaux à absorption contrôlable, dispersions des fibres optiques, etc.) peuvent être avantageusement utilisées afin de réaliser de manière tout optique les fonctions retard, pondération et sommation nécessaires à la formation des faisceaux des antennes réseaux lors de la réception (Fig. 2).

Maintes solutions ont été proposées dans la littérature pour réaliser la fonction retard : lumière lente et rapide [2], filtres optiques [3], chemins optiques différents en espace libre [4, 5], réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques [6], cavités en anneau [7], guides d'onde à cristaux photoniques [8] ou bien encore dispersion des fibres optiques classiques [9]. Toutes ces techniques doivent être ajustables pour permettre un contrôle continu de la direction de pointage.

De plus, les éléments réalisant ces retards doivent avoir une réponse plate en amplitude et une réponse linéaire en phase pour le domaine de fréquences concerné afin d'éviter la déviation du faisceau en fonction de la fréquence microonde émise.

La pondération comprend l'amplification et l'atténuation des signaux optiques pouvant respectivement être effectuées par des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA : Semiconductor Optical Amplifier) et des modulateurs à électro-absorption (EA : Electro-Absorber).

L'émission des futures antennes réseaux est basée sur la distribution des signaux microondes jusqu'aux éléments émetteurs : une opération connue et maîtrisée. A l'inverse, lors de la réception, les N signaux d'entrée $s_e(t)$ arrivant de N éléments récepteurs différents du réseau doivent être additionnés en phase (Eq. 1) pour reconstruire le diagramme de rayonnement $s_s(t)$ de l'antenne. Le retard τ_i et la pondération en amplitude a_i de chacun des signaux sont pris en compte pour exprimer le signal $s_s(t)$:

$$s_s(t) = \sum_{i=0}^N a_i s_e(t - \tau_i) \quad \text{Eq. I-1}$$

Cette opération de sommation (Fig. 4) constitue un élément clé et reste un problème technologique majeur.

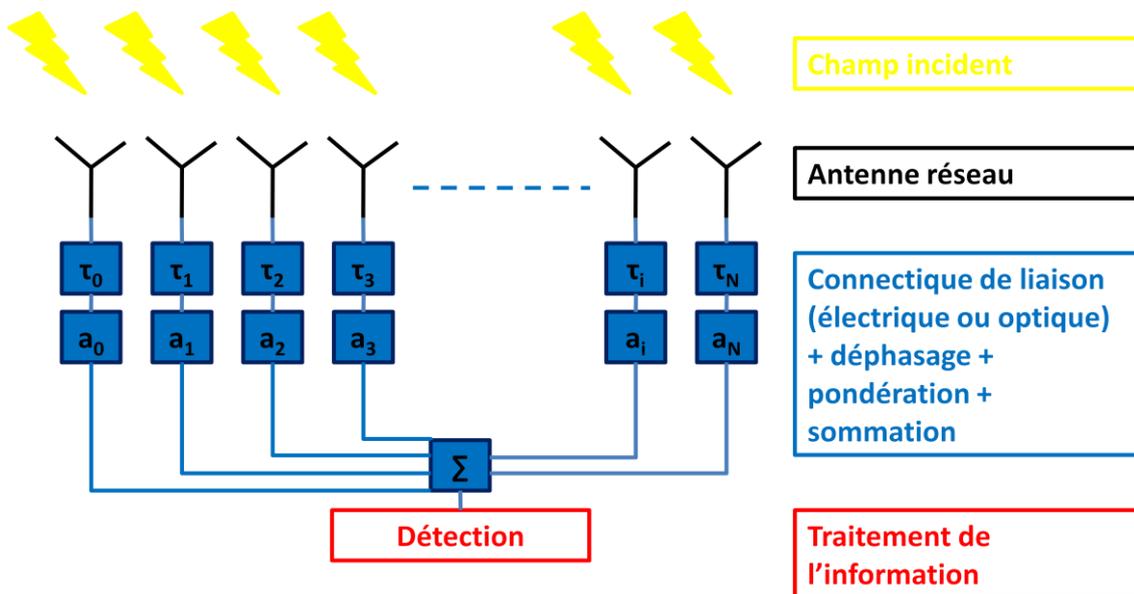


Figure I-4: Schéma simplifié de la sommation dans une antenne réseau

L'architecture de l'antenne réseau peut être purement électronique avec des liaisons par câbles coaxiaux ou alors optoélectronique avec des fibres optiques comme support de transmission des signaux hyperfréquences. Pour les raisons citées dans les paragraphes précédents, nous traiterons le cas des antennes optoélectroniques. Deux types de sommation existent alors : électrique ou optique.

2. Sommeation électrique

La sommeation dans le domaine hyperfréquence consiste à additionner les différents signaux microondes après une étape de conversion optique-électrique comme le montre la Fig. 5.

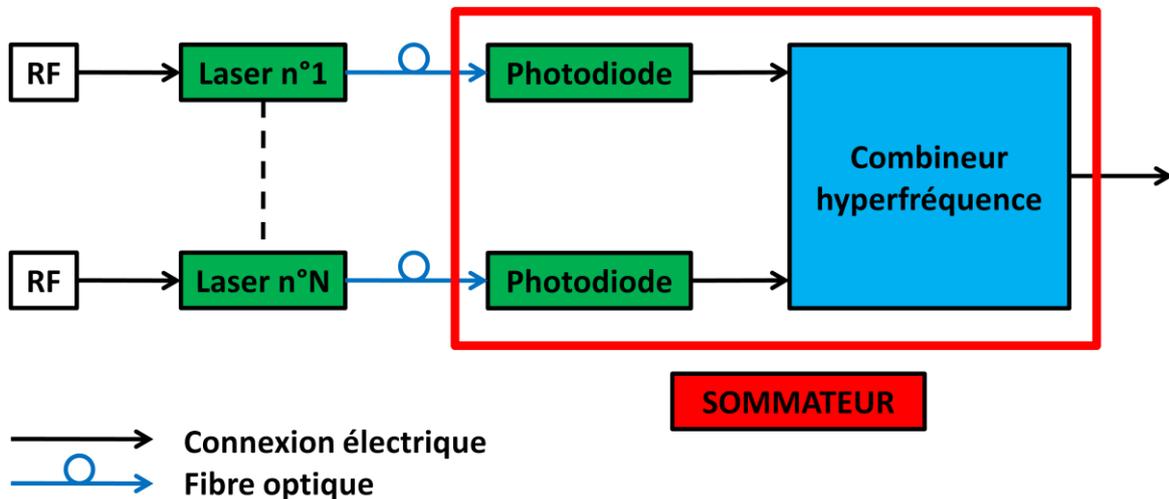


Figure I-5: Schéma simplifié de la sommeation électrique dans une antenne optoélectronique

Cette opération de sommeation électrique proprement dite montre des difficultés d'implémentation technologique. En effet, l'addition de plusieurs signaux en bande étroite est assez standard, mais en large bande, toutes les solutions présentent des inconvénients en termes de complexité et de pertes d'insertion. Le seul sommateur très large bande passif connu est un combineur hyperfréquence composé de plusieurs coupleurs hyperfréquences 2 vers 1 (de type Wilkinson) reliés entre eux par des câbles électriques. Afin d'alimenter tous les éléments rayonnants, le combineur hyperfréquence est de la taille de l'antenne.

Toutefois, des efforts sont menés dans cette direction. M. Chtioui [10] décrit une sommeation large bande (10 GHz) par la distribution des photodiodes (Fig. 5) le long d'une ligne à haute impédance. Une alternative en optique intégrée est proposée par G. Ulliac [11]. Elle consiste en N photodiodes couplées par ondes évanescentes à N guides optiques et interconnectées entre elles de manière à ne présenter qu'un seul accès électrique. Quatre voies de 10 GHz ont été additionnées sur une surface de $35 \times 28 \mu\text{m}^2$.

Regardons maintenant de plus près la dynamique d'une sommeation électrique de plusieurs signaux hyperfréquences. Le rapport signal à bruit SNR_i du signal hyperfréquence issu de la voie i s'écrit :

$$SNR_i = \frac{P_{RF}^i}{B_i} \quad \text{Eq. I-2}$$

où P_{RF}^i et B_i représentent respectivement la puissance hyperfréquence du signal et le bruit de la voie i .

La sommation de N voies, possédant le même rapport signal à bruit, à travers un combineur hyperfréquence passif idéal (sans pertes, Fig. 5), conduit à un rapport signal à bruit [12] :

$$SNR_{Nvoies} = SNR_{1voies} \quad \text{Eq. I-3}$$

Le rapport signal à bruit de la somme électrique de N signaux hyperfréquences est le même que celui d'un seul signal.

3. Sommation optique

Dans ce cas, la sommation est réalisée au niveau de l'unique détecteur (Fig. 6) avec le photocourant égal à la somme des modulations microondes des signaux optiques. Il a été montré que l'utilisation de technologies optiques pouvait dépasser les limitations mentionnées ci-dessus [12] et que la sommation dans le domaine optique conduit à une dynamique plus grande que celle d'une sommation hyperfréquence [13].

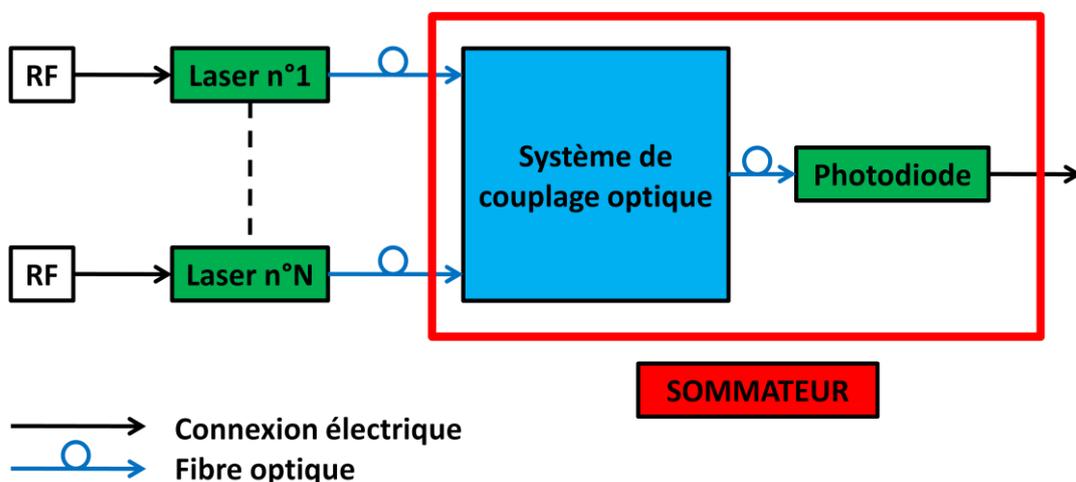


Figure I-6: Schéma simplifié de la sommation optique dans une antenne optoélectronique

En effet, ici, la puissance hyperfréquence totale P_{RF} en sortie est proportionnelle au carré de la somme des photocourants issus de chaque signal puisque la détection est quadratique. En considérant que les photocourants sont égaux et en phase sur les N voies, la puissance hyperfréquence totale P_{RF} est proportionnelle au carré du nombre de voies :

$$P_{RF} = N^2 P_{RF}^i \quad \text{Eq. I-4}$$

La densité de bruit totale est la somme des densités de bruit, soit

$$B = N B_i \quad \text{Eq. I-5}$$

En combinant les Eq. 4 et 5, nous obtenons l'expression du rapport signal à bruit pour une liaison optique sommée par voie optique [13] :

$$SNR_{Nvoies} = N SNR_{1voie} \quad \text{Eq. I-6}$$

Le rapport signal à bruit augmente donc proportionnellement au nombre de voies, ce qui est un avantage par rapport à la sommation électrique. Ainsi un gain de 3 dB en dynamique est théoriquement attendu pour la sommation optique de deux lasers modulés en hyperfréquence par rapport à la dynamique d'un seul signal.

Cependant, la sommation optique souffre de contraintes liées aux bruits d'homo/hétérodynage que nous expliquons par la suite.

C. Traitement du signal opto-hyperfréquence

Nous avons vu jusqu'à maintenant un besoin issu d'une fonction essentielle des antennes réseaux : la sommation de plusieurs signaux microondes provenant des éléments récepteurs dans le but de reconstruire le faisceau incident. Dans cette partie, nous décrivons une autre application possible basée sur le même principe de sommation de signaux microondes. Il s'agit du traitement du signal opto-hyperfréquence.

Le progrès des technologies RadioFréquences (RF), microondes et millimétriques dans les domaines des télécommunications ou militaires demande un effort coordonné dans le développement de techniques associées pour le traitement du signal. L'approche traditionnelle consiste en un circuit RF capable d'effectuer les tâches de traitement mais seulement à l'intérieur d'une bande spectrale spécifique, souvent réduite. La flexibilité d'un tel système est pauvre sachant que changer de bande revient à concevoir un nouveau circuit RF. Ces inconvénients sont souvent référencés comme « l'étranglement électronique ».

Une approche intéressante pour dépasser ces limitations implique l'utilisation de la technologie optique [14, 15] pour traiter les signaux RF directement dans le domaine optique. De plus, les architectures optoélectroniques, avec leurs capacités inhérentes aux traitements parallèles (multiplexage), apportent des perspectives attrayantes pour le contrôle et le traitement de signaux RF.

Le filtrage transversal [16, 17] est une des nombreuses fonctions de traitement du signal développé pour rejeter des signaux parasites ou sélectionner certaines fréquences utiles. La réponse impulsionnelle $h(t)$ d'un système de filtrage s'écrit :

$$h(t) = \sum_{i=0}^N a_i \delta(t - i\tau) \quad \text{Eq. I-7}$$

qui convoluée avec le signal RF d'entrée $s_e(t)$ donne le signal de sortie $s_s(t)$ suivant :

$$s_s(t) = \sum_{i=0}^N a_i s_e(t - i\tau) \quad \text{Eq. I-8}$$

où les a_i sont les amplitudes de chaque échantillon et τ le délai entre deux échantillons temporels adjacents. L'Eq. 8 montre bien que l'implémentation de la fonction filtrage, tout comme la formation de faisceaux à la réception des antennes réseaux (Eq. 1), nécessite la sommation de plusieurs signaux RF (Fig. 7).

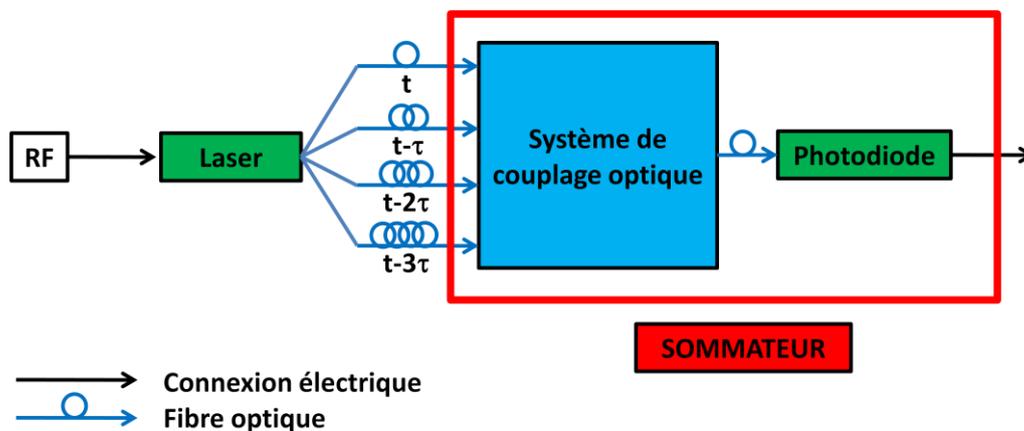


Figure I-7: Schéma de principe de la fonction filtrage opto-microonde

D. Etat de l'art

Nous avons vu que la sommation optique était avantageuse par rapport à la sommation électrique dans une architecture optoélectronique. C'est pourquoi nous nous intéressons particulièrement à l'état de l'art de la sommation par voie optique (système de couplage optique + photodiode, Fig. 6).

Cependant, avant de détailler les solutions existantes, nous expliquons les phénomènes de bruits d'homo/hétérodynage qui sont les principaux problèmes rencontrés lors de la recherche de solutions performantes pour la fonction sommation.

1. Bruit d'homo/hétérodynage

Pour bien comprendre ce que sont les bruits d'homo/hétérodynage et pourquoi il est si important de les supprimer, nous développons dans ce qui suit leurs origines et leurs manifestations.

Une photodiode délivre un courant I (A) qui est la somme des contributions di (A) apportées par chaque onde optique éclairant sa surface S (m²) :

$$I = \int_S di \quad \text{Eq. I-9}$$

où

$$di \propto \vec{P}_z \cdot \vec{dS} \quad \text{Eq. I-10}$$

\vec{P}_z est la composante suivant z du vecteur de Poynting moyenné temporellement. Elle se calcule pour une onde plane de la manière suivante

$$\vec{P}_z = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\mu\omega} |\vec{E}_0|^2 \quad \text{Eq. I-11}$$

avec \vec{E}_0 le champ électrique total, ω la pulsation optique en rad/s, β la constante de propagation en m⁻¹ et μ la perméabilité du milieu en H/m.

Prenons à présent deux champs optiques incidents sur le capteur alors

$$\vec{P}_z = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\mu\omega} |\vec{E}_{01} + \vec{E}_{02}|^2 \quad \text{Eq. I-12}$$

$$\vec{P}_z = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\mu\omega} (\vec{E}_{01} e^{j(\omega_1 t + \varphi_1)} + \vec{E}_{02} e^{j(\omega_2 t + \varphi_2)}) (\vec{E}_{01}^* e^{-j(\omega_1 t + \varphi_1)} + \vec{E}_{02}^* e^{-j(\omega_2 t + \varphi_2)}) \quad \text{Eq. I-13}$$

$$\vec{P}_z = \frac{1}{2} \frac{\beta}{\mu\omega} (|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + 2\vec{E}_{01}\vec{E}_{02} \cos((\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2))) \quad \text{Eq. I-14}$$

avec φ_1 et φ_2 des phases quelconques des ondes optiques.

La puissance optique « somme » détectée P_{opt} est donnée par

$$P_{\text{opt}} = \int_S \vec{P}_z \cdot \vec{dS} = P_0 + \Delta P \cos((\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)) \quad \text{Eq. I-15}$$

La puissance optique totale P_{opt} est donc constituée d'une composante continue P_0 (somme des intensités des deux ondes optiques, $\int_S (|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2) dS$) et d'une modulation dont la fréquence instantanée est donnée par

$$f = |v_1 - v_2| + \frac{1}{2\pi} \frac{d(\varphi_1 - \varphi_2)}{dt} = |v_1 - v_2| + \Delta\nu(t) \quad \text{Eq. I-16}$$

et dont l'amplitude ΔP dépend de la superposition spatiale des deux champs $\int_S 2\vec{E}_{01}\vec{E}_{02} dS$ sur la photodiode et de leurs polarisations. Plusieurs cas sont alors possibles selon que les longueurs d'onde des deux signaux sont les mêmes ou sont différentes. Par la suite, les polarisations seront toujours colinéaires pour considérer le pire cas.

1. $\omega_1 = \omega_2$

Ici, les deux champs optiques proviennent d'un même laser. S'ils sont totalement séparés sur la photodiode (Fig. 8) alors la puissance « somme » P_{opt} est égale à la somme des puissances de chaque signal.

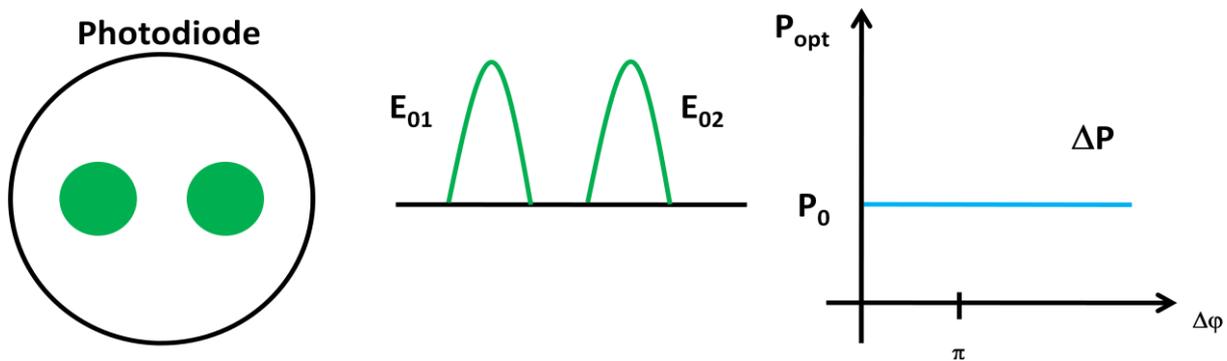


Figure I-8: Les deux champs optiques ne se recouvrent pas du tout

Par contre, si les champs optiques se superposent alors apparaît une fluctuation de la puissance « somme » néfaste au traitement du signal visé. En effet, en fonction de la phase relative des signaux $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (Eq. 15), la puissance « somme » passe par des extrema dont l'amplitude dépend directement du recouvrement des signaux sur le détecteur (Fig. 9 et Fig. 10). C'est le bruit d'homodynage. La puissance « somme » n'est alors plus égale à la somme des contributions microondes de chaque voie. Une manière de contourner ce problème serait de faire en sorte que les polarisations des deux signaux soient orthogonales pour annuler le terme croisé de l'Eq. 15. Si cette opération est possible avec deux ondes optiques, elle devient impossible lorsque de nombreux signaux interviennent.

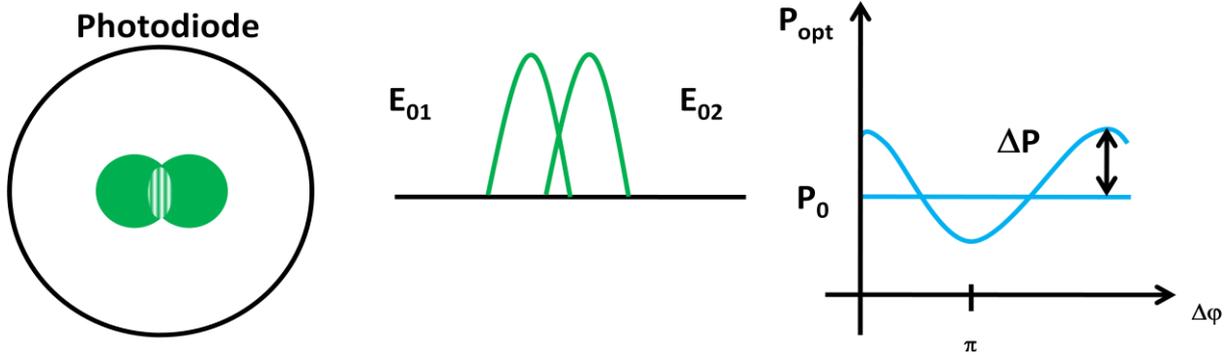


Figure I-9: Les deux champs optiques se superposent partiellement

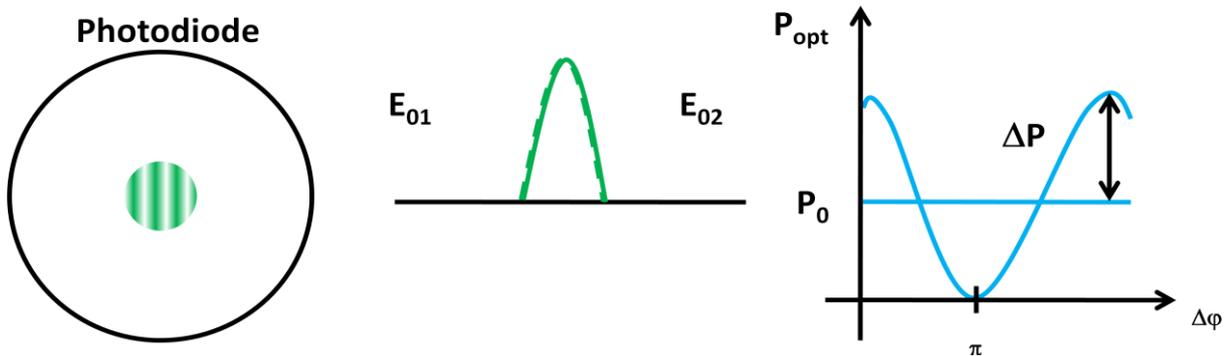


Figure I-10: Les deux champs optiques coïncident totalement

2. $\omega_1 \neq \omega_2$

Ici, les signaux sont portés par des longueurs d'onde différentes. Si la différence de ces deux fréquences est une fréquence comprise dans la bande passante de la photodiode, alors la puissance « somme » subit des variations (Eq. 15, Fig. 11) dépendantes du recouvrement spatial des signaux. C'est le bruit d'hétérodyne, communément appelé battement hétérodyne.

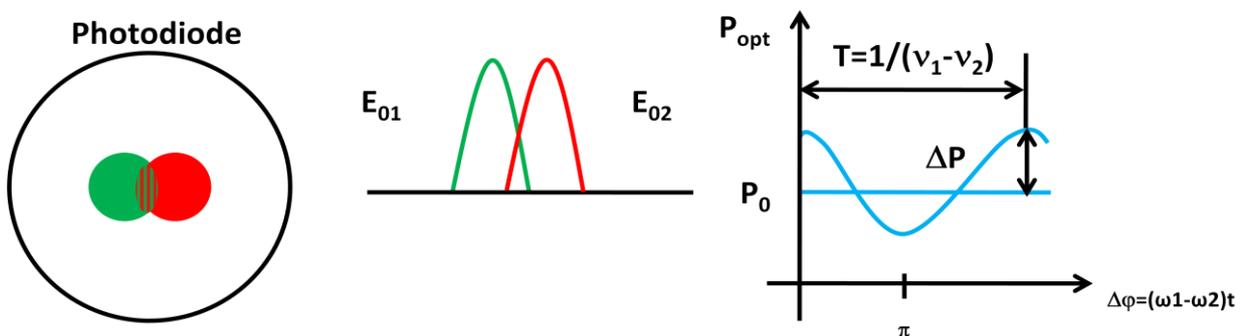


Figure I-11: Les deux champs optiques se superposent légèrement

2. Solutions actuelles

a) Superposition partielle ou totale des signaux

(1) Cube séparateur

Une méthode simple de réaliser la fonction sommation en espace libre est d'utiliser un cube séparateur (Fig. 12). En effet, il permet de combiner plusieurs faisceaux sur une unique photodiode. De plus, la séparation spatiale des différents signaux sur le détecteur peut être ajustée de manière à supprimer les bruits d'homo/hétérodynage. Mais apparaît alors la question du nombre de canaux indépendants possible de positionner sur une photodiode de 30 μm de diamètre ?!

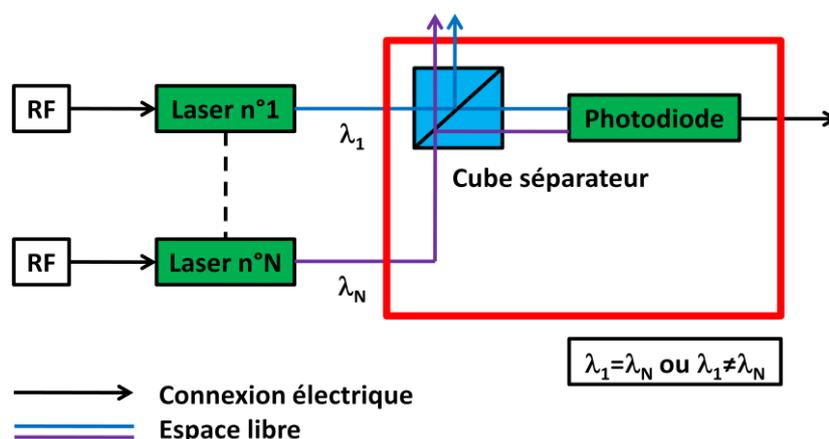


Figure I-12: Sommation optique réalisée par un cube séparateur

(2) Coupleur optique

La technique la plus simple en optique fibrée pour additionner plusieurs canaux optiques consiste à utiliser un coupleur optique passif N vers 1 (Fig. 13). Cependant cette solution est déconseillée pour deux raisons. D'abord les pertes d'insertion du coupleur dépendent du nombre N de voies, le partage de la puissance évoluant en $1/N$. Ensuite le canal de sortie, qui regroupe tous les signaux, peut engendrer soit des interférences optiques (bruit homodyne si 1 seul laser) soit un battement (bruit hétérodyne si plusieurs lasers) dû à la différence des longueurs d'onde, voire encore les deux. Cette superposition des champs sur le détecteur est un problème pour la sommation car elle engendre une fluctuation de la puissance sommée détectée (Fig. 10).

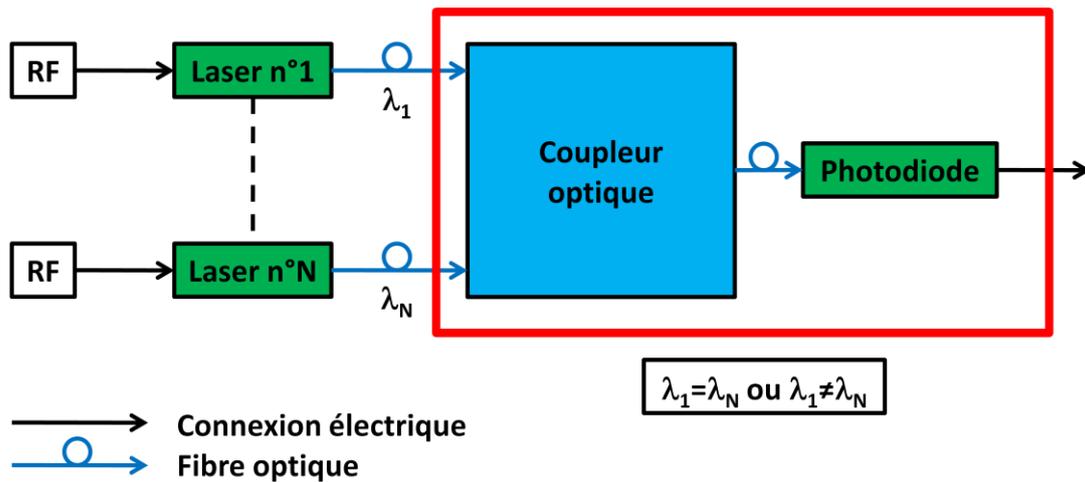


Figure I-13: Sommation optique réalisée par coupleur [18]

(3) Approche WDM

L'utilisation d'un multiplexeur (Fig. 14) en longueurs d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexer) permet d'effectuer une sommation de signaux hyperfréquences portés par des longueurs d'onde optique systématiquement toutes différentes. Cette solution présente les avantages suivants de suppression des bruits d'homodyne (les lasers n'étant plus corrélés) et d'hétérodyne (si la différence des fréquences optiques est supérieure à la bande utile des signaux à traiter). Les pertes d'insertion sont aussi fortement diminuées.

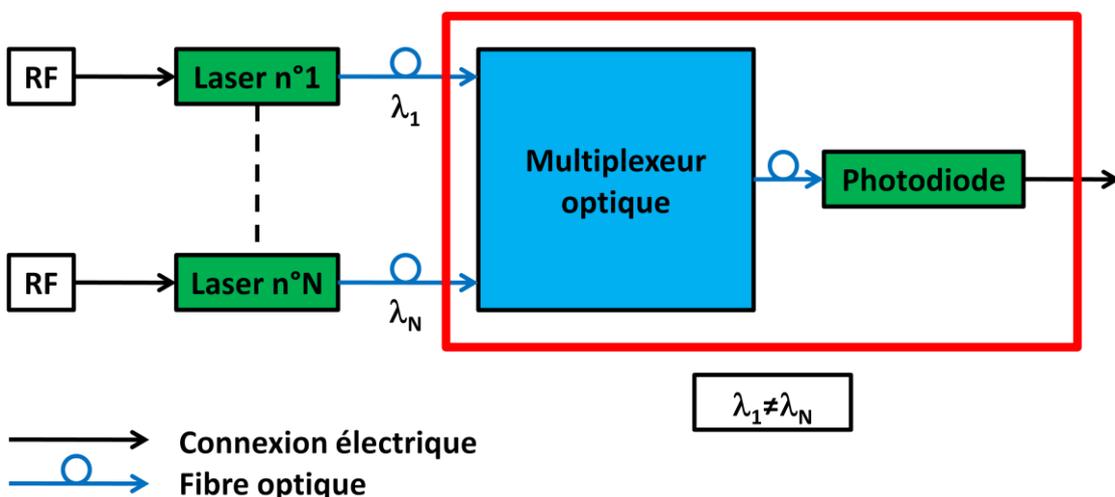


Figure I-14: Sommation optique réalisée par multiplexeur [18]

Néanmoins, cette méthode impose que les longueurs d'onde soient toutes distinctes et très précisément ajustées. Bien que le prix d'un multiplexeur soit raisonnable, le surcoût de cette solution dû au tri des lasers et à leur stabilisation ne la rend pas plus intéressante que les autres.

De plus, elle empêche l'utilisation du multiplexage pour d'autres fonctions nécessaires aux antennes réseaux (transmission de commandes sur la même fibre optique que celle véhiculant les signaux microondes, par exemple).

b) Séparation des signaux

Le principe de base [12] est d'amener de manière indépendante un grand nombre de faisceaux optiques devant un seul et unique détecteur de petit diamètre (Fig. 15). Ainsi la sommation est incohérente dans le domaine optique car les champs électromagnétiques sont séparés spatialement sur la surface active de la photodiode. La sommation cohérente des modulations hyperfréquences a lieu directement dans le photocourant I du détecteur.

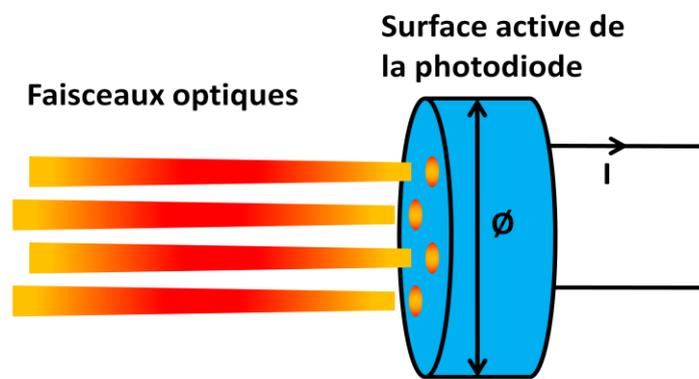


Figure I-15: Principe de la sommation en espace libre

Par cette méthode, les bruits d'homo/hétérodynage vus précédemment sont éliminés (Fig. 8). Cependant apparaît alors une contrainte liée au nombre N de voies possibles d'additionner et à la surface d'encombrement du détecteur sachant que sa bande passante est inversement proportionnelle à son diamètre \emptyset . Par la suite, nous donnons des exemples de solutions fonctionnant sur ce principe.

(1) Guide d'onde intégré

Le sommateur s'organise en plusieurs couches contenant chacune plusieurs guides intégrés (Fig. 16). Entre les couches guidantes, des couches tampons sont placées. Cette technique (ORMOCER) est intéressante car elle permet d'obtenir une forte densité de guides dans un faible volume. Cependant cette solution s'accompagne de pertes d'insertion (couplage fibre-guide) et de pertes de propagation plus importantes que celles d'un dispositif à fibres et la réalisation technologique reste encore complexe. La sommation de 16 et 32 voies a été réalisée sur un diamètre de $60 \mu\text{m}$ et de $194 \mu\text{m}$, respectivement, correspondant à une bande passante de 9 GHz et 1 GHz.

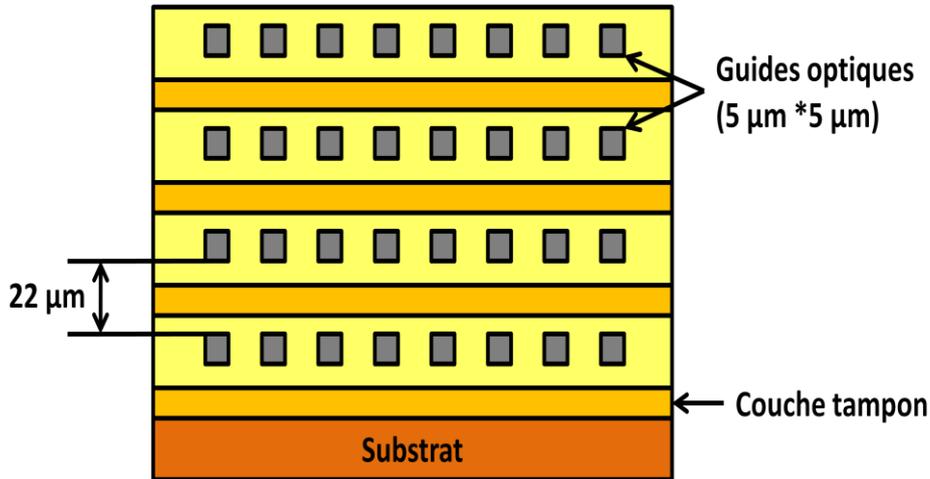


Figure I-16: Face de sortie du sommateur à microguides 32 voies [19]

(2) Optique fibrée

Sachant que le diamètre extérieur d'une fibre optique est de $125 \mu\text{m}$, il semble difficile d'amener plusieurs fibres devant une photodiode rapide ($\varnothing < 30 \mu\text{m}$). Cependant des solutions ont été proposées, notamment un sommateur à 8 voies a été réalisé par la société Opto-Speed (Fig. 17). Les fibres, constituant autant de voies à additionner, sont rassemblées de façon mécanique (réduction du diamètre extérieur par attaque acide) et alignées de manière à présenter toutes les faces de sortie dans un même plan. Les champs optiques sont bien isolés les uns des autres. Le diamètre du bouquet de fibres est de $120 \mu\text{m}$.

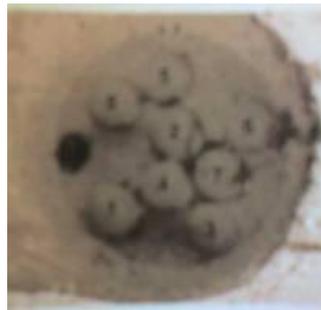


Figure I-17: Sommateur 8 voies de la société Opto-Speed [12]

C. A. Villarruel *et al* [20] ont encapsulé quatre fibres monomodes dans un tube de quartz (Fig. 18) et diminué la taille de l'ensemble jusqu'à un diamètre de $30 \mu\text{m}$. La sommation de signaux RF a été testée par la réalisation d'un filtre à réponse impulsionnelle finie. Le recouvrement spatial des différents signaux est faible car les champs restent fortement confinés dans leurs cœurs respectifs (Fig. 18).

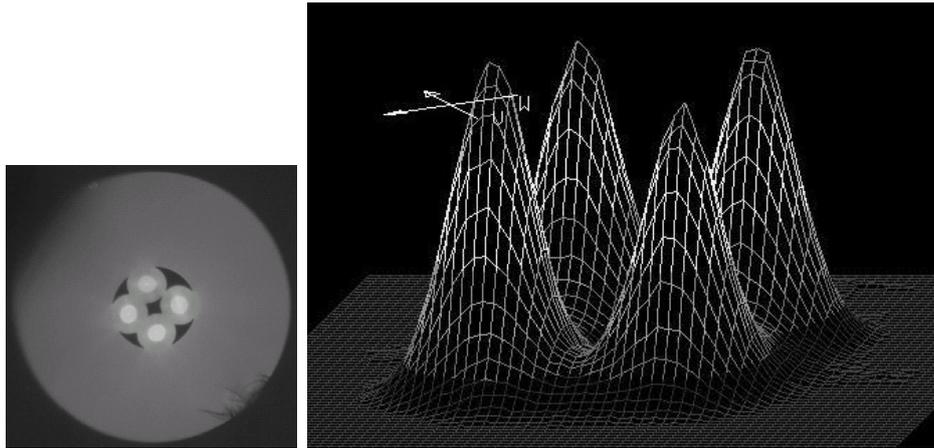


Figure I-18: Sommateur 4 voies de C. A. Villarruel *et al* [20]

(3) Photodiode à double éclairage

Une technique astucieuse [10] permet de multiplier par deux le nombre de canaux d'entrée à additionner sans augmenter la surface active de la photodiode. Elle consiste à illuminer simultanément le photodétecteur sur deux faces réceptrices (Fig. 19). Ce composant (DI-PD : Dual Illuminated PhotoDiode), possédant une structure PIN conventionnelle, a réalisé la sommation de deux signaux de 25 GHz.

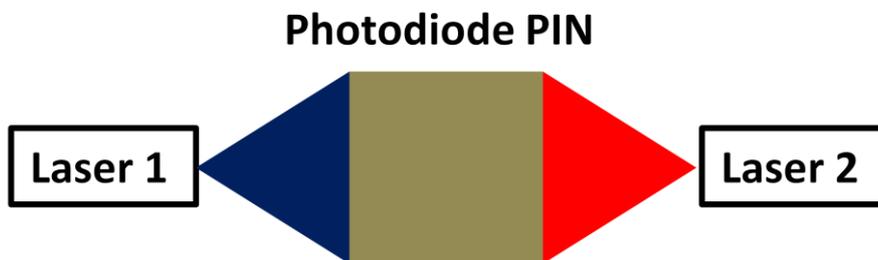


Figure I-19: Schéma de principe d'une photodiode à double illumination [10]

E. Résumé des solutions actuelles

Le Tableau 1 récapitule les avantages et les inconvénients des solutions présentées précédemment.

Tableau I-1: Points forts et points faibles des solutions actuelles pour la fonction sommation par voie optique

Solution	Avantages	Inconvénients
Cube séparateur	-facilité de mise en œuvre -possibilité de séparer spatialement les signaux	-pertes élevées -compromis entre nombre de signaux et bande passante
Coupleur optique	-facilité de mise en œuvre	-pertes élevées -bruits d'homo/hétérodynage maximum
WDM	-pertes faibles -suppression des bruits d'homo/hétérodynage	-tri des lasers -stabilisation des lasers -surcoût -multiplexage impossible
Optique intégrée	-suppression des bruits d'homo/hétérodynage -sommateur 32 voies	-pertes élevées -réalisation technologique
Opto-Speed	-pertes faibles -suppression des bruits d'homo/hétérodynage -sommateur 8 voies	-compromis entre nombre de signaux et bande passante
C. A. Villarruel	-pertes faibles -suppression des bruits d'homo/hétérodynage -sommateur 4 voies	-compromis entre nombre de signaux et bande passante
Photodiode à double illumination	-pertes faibles	-seulement deux signaux additionnés

F. Solution proposée

Jusqu'à aujourd'hui, les solutions proposées dans la littérature contournent les problèmes des bruits d'homo/hétérodynage par la séparation spatiale des différents signaux sur la photodiode mais sont limitées par le compromis à faire entre le nombre de voies à additionner et la bande passante du photodétecteur.

Les auteurs M. Chtioui *et al* de la référence [10] résument ce dilemme dans leur article : « *A solution using a multicore fiber or integrated waveguides has been investigated. The main difficulty in this approach resides in the tradeoff existing between the system bandwidth and the number of summed signals. Indeed, on one hand, the size of the photodiode sensitive area is fixed for a given aimed cutoff frequency (capacitance value). On the other hand, a minimal distance separating each optical waveguide must be respected in order to avoid lateral crosstalk (bruits d'homo/hétérodynage) between channels* ».

Mais si cette contrainte de séparation spatiale des différents signaux sur la photodiode n'avait pas lieu d'être ? La différence fondamentale qu'il existe entre le cube séparateur et le coupleur optique, d'un côté, et les microguides et les fibres multicœurs, de l'autre, est que toute l'énergie est captée par le détecteur dans le second cas. Il n'y a aucune raison de voir des fluctuations de la puissance sommée dues aux interférences optiques ou aux battements hétérodynes d'après le principe de conservation de l'énergie même si les champs se recouvrent. Pour le cube séparateur ou le coupleur optique, une deuxième voie de sortie, déphasée de π , contient le reste des fluctuations de puissance observées sur la première voie (Fig. 20).

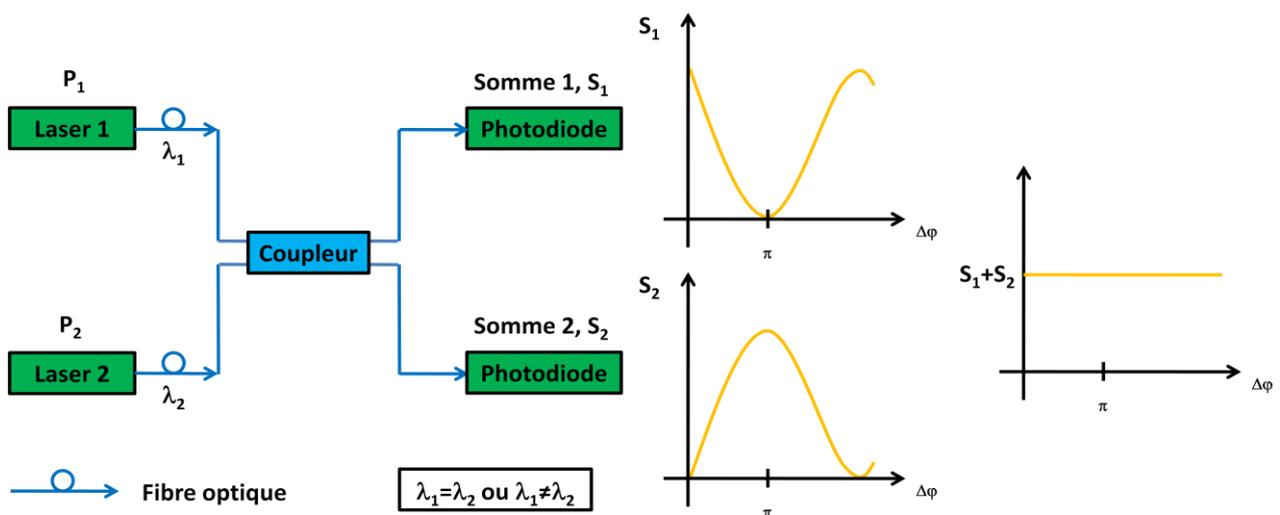


Figure I-20: Principe de la sommation remis en question. Lorsque toute l'énergie est collectée par le détecteur, la puissance « somme » est constante quelle que soit la phase relative $\Delta\varphi$ des deux signaux

Cette question a été soulevée dans l'article de C. A. Villarruel *et al* [10], mais les auteurs n'ont pas tiré de conclusions : « **Most importantly**, nearly all of the light exiting the MFA (sommateur) was captured by the photodetector. Hence, although optical interference may occur in local regions of the photodetector surface where the fields from different fibers overlap (Fig. 18), **temporal interference was effectively averaged to zero** ».

En effet, pour les microguides ou les fibres multicœurs, tout se passe comme dans un interféromètre à une voie dont un exemple est donné Fig. 21. Quelle que soit l'épaisseur e du diélectrique traversé, il y aura toujours le même niveau de puissance optique en sortie. On peut s'attendre à une diminution de l'énergie lorsque l'épaisseur est égale à un multiple impair de la longueur d'onde générant des interférences destructives comme pour un interféromètre à deux voies mais ce n'est pas le cas. Sinon où passerait l'énergie manquante ?

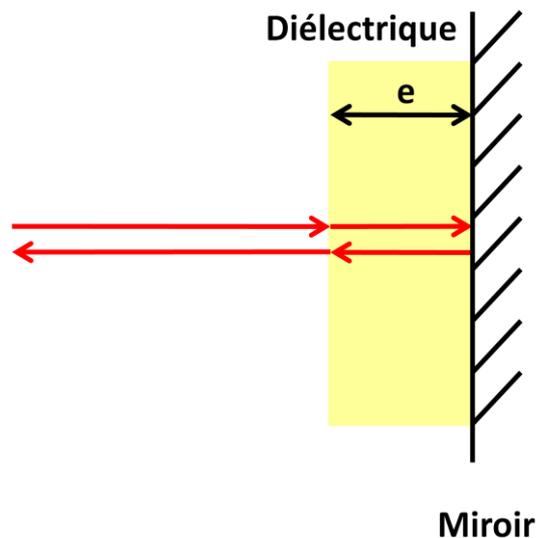


Figure I-21: Exemple d'un interféromètre à une voie

Cette conclusion simple mais loin d'être évidente au regard des nombreux travaux sur le sujet (cf. solutions existantes) a fait l'objet de nombreux débats au sein du laboratoire et est définitivement validée par les résultats expérimentaux (cf. chapitre II). Cette découverte est d'une importance capitale car toutes les contraintes liées au problème de la sommation s'effondrent. Il n'y a plus besoin de séparer spatialement les différents faisceaux sur la photodiode, les différentes phases ou longueurs d'onde des lasers n'ayant aucune influence sur la sommation des signaux hyperfréquences.

C'est pourquoi nous proposons la solution de la Fig. 22 pour réaliser la fonction de sommation de signaux hyperfréquences par voie optique. Elle consiste à insérer un grand nombre de fibres optiques monomodes standard (SMF : Single Mode Fiber) dans un capillaire. L'ensemble sera chauffé puis étiré jusqu'au diamètre de $50\ \mu\text{m}$. La sortie multimode composée de matière fusionnée du réseau de SMFs sera présentée devant une photodiode rapide (Fig. 22).

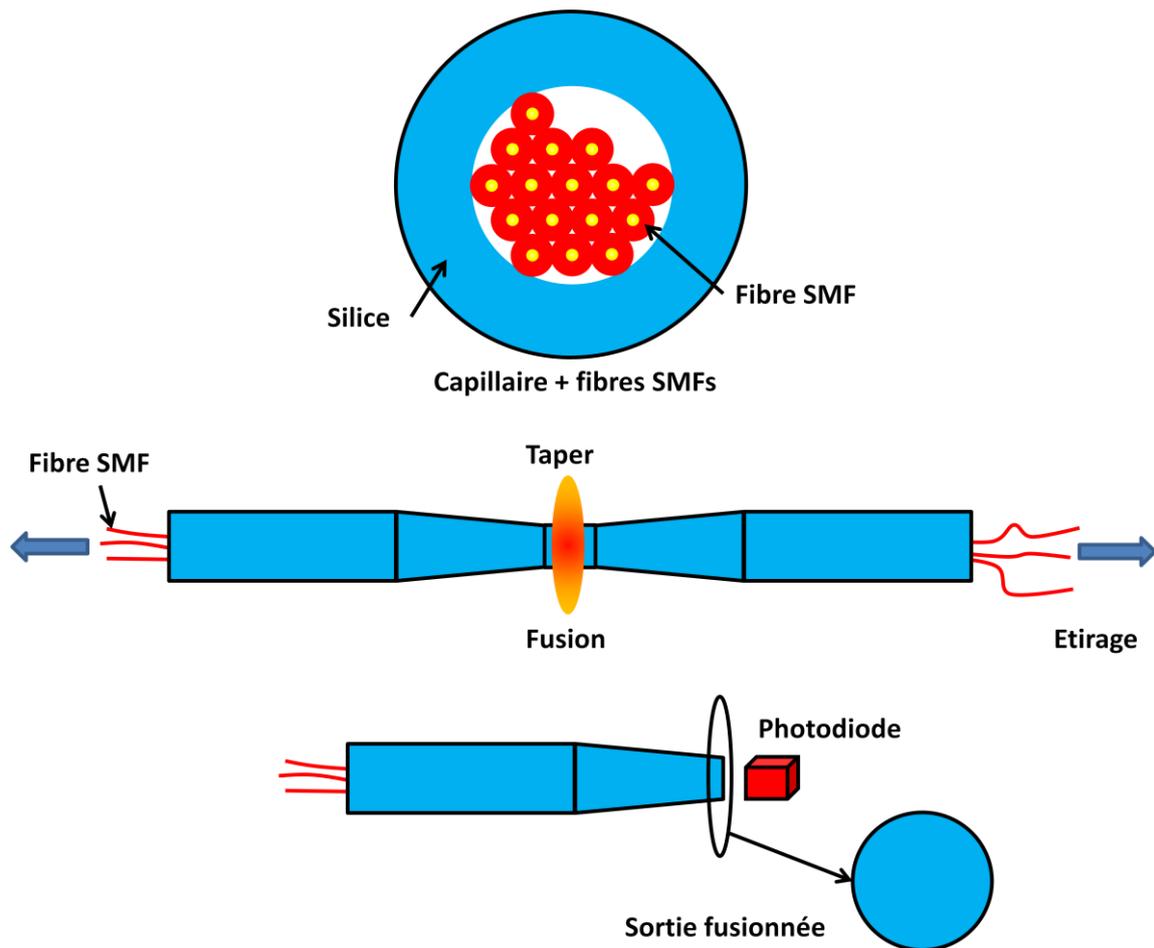


Figure I-22: Principe de fabrication du sommateur par fusion-étirage

Cette technique se rapproche beaucoup de celle employée par C. A. Villarruel *et al* [20]. La différence est que la géométrie interne du composant ne sera pas conservée au cours de l'amincissement (taper en anglais). Une fusion totale des fibres pourra se produire car d'après notre réflexion, le recouvrement spatial des différents signaux sur la photodiode n'affectera pas la sommation.

G. Cahier des charges

L'objectif de la thèse est de réaliser un composant effectuant la sommation d'un maximum de signaux (10 à 20) hyperfréquences acheminés par fibres optiques SMFs depuis les éléments récepteurs de l'antenne réseau. Le bruit (homo/hétérodyne) pour la sommation de deux signaux doit être 40 dB en dessous de la puissance du signal hyperfréquence « somme » de sortie. Un maximum de 1 dB est attendu pour les pertes.

H. Références

- [1] F. Reptin, P. Le Helleye, "Microwave Photonics solutions for military systems", Microwave Photonics, MWP' 2006, IEEE International Topical Meeting on, 2006
- [2] S. Sales, F. Öhman, A. Bermejo, J. Mork, J. Capmany, "Phased-array antennas employing slow and fast light in alternating amplifying and absorbing sections", Microwave Photonics, MWP' 2006, IEEE International Topical Meeting on, 2006
- [3] B. Vidal, M. A. Piqueras, J. Marti, "Multibeam photonic beamformer based on optical filters", Electronics Letters, vol 42, n°17, p. 980-981, 2006
- [4] J. Chazelas, D. Dolfi, "Photonics and Phased Array Antennas", Microwave Photonics from components to applications and systems, A. Vilcot *et al*, 2003 Kluwer Academic Publishers, p 334-348
- [5] S. Tonda-Goldstein, "Architectures pour le traitement optique des signaux hyperfréquences. Applications aux systèmes radar", thèse, université de Paris 6, 2004
- [6] J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega, S. Sales, "Optical Filtering for RF Signal Processing", Microwave Photonics from components to applications and systems, A. Vilcot *et al*, 2003 Kluwer Academic Publishers, p. 430-442
- [7] L. Zhuang, C. G. H. Roeloffzen, R. G. Heideman, A. Borreman, A. Meijerink, W. Van Etten, "Single-chip optical beam forming network in LPCVD waveguide technology based on optical ring resonators", Microwave Photonics, MWP' 2006, IEEE International Topical Meeting on, 2006
- [8] S. Combrié, A. De Rossi, L. Morvan, S. Tonda, S. Cassette, D. Dolfi, A. Talneau, "Time-delay measurement in singlemode, low-loss photonic crystal waveguides", Electronics Letters, vol 42, n°2, p. 86-88, 2006
- [9] H. Parvery, "Contribution à l'étude d'antennes réseaux large bande à pointage piloté par commande optique", thèse, université de Limoges, 2002
- [10] M. Chtioui, A. Marceaux, A. Enard, F. Cariou, C. Dernazaretion, D. Carpentier, M. Achouche, "Optical Summation of RF Signals", Microwave Photonics, MWP' 2006, IEEE International Topical Meeting on, 2006

- [11] G. Ulliac, "Réalisation en optique intégrée de la fonction sommation de signaux microondes : étude et fabrication de structures photodétectrices spécifiques en filière InP", thèse, université de Lille, 2005
- [12] T. Merlet, S. Formont, D. Dolfi, S. Tonda-Goldstein, N. Vodjdani, G. Auvray, S. Blanc, C. Fourdain, Y. Canal, J. Chazelas, "Photonics for RF signal processing in radar systems", Microwave Photonics, MWP' 2004, IEEE International Topical Meeting on, p. 305-307, 2004
- [13] S. Blanc, M. Alouini, K. Garenaux, M. Queguiner, T. Merlet, "Optical Multibeamforming Network Based on WDM and Dispersion Fiber in Receive Mode", Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on, vol 54, n°1, p. 402-411, 2006
- [14] R. D. Esman, "Microwave Functions Enabled by Photonics", Microwave Photonics from components to applications and systems, A. Vilcot *et al*, 2003 Kluwer Academic Publishers, p. 374-398
- [15] D. Dolfi, S. Tonda-Golstein, J. P. Huignard, "Photonics Processing of Microwave Signals", Microwave Photonics from components to applications and systems, A. Vilcot *et al*, 2003 Kluwer Academic Publishers, p. 460-470
- [16] B. Cabon, V. Girod, G. Maury, "Optical Generation of Microwave Functions", Microwave Photonics from components to applications and systems, A. Vilcot *et al*, 2003 Kluwer Academic Publishers, p. 412-430
- [17] H. Gouraud, "Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle", thèse, université de Limoges, 2004
- [18] S. Blanc, "Architectures optiques pour la formation de faisceaux multiples à la réception – Application aux antennes radars", thèse, INPG, 2004
- [19] U. Streppel, P. Dannberg, C. Waechter, A. Braeuer, P. Nicole, L. Froehlich, R. Houbertz, M. Popall, "Development of a New Fabrication Method for Stacked Optical Waveguides Using Inorganic-Organic Copolymers", IEEE Conference on Polymers and Adhesives in Microelectronics and Photonics, p. 329-335, 2001
- [20] C. A. Villarruel, C. S. McDermitt, F. Buchottz, "Microstructure fibre array for RF photonic signal processing applications", Electronics Letters, vol 42, n°5, p. 271-273, 2006

CHAPITRE II.
REALISATION DES SOMMATEURS
OPTOMICROONDES

Ce deuxième chapitre présente, dans un premier temps, le principe de fonctionnement du sommateur proposé. Des simulations appuient nos raisonnements sur le caractère non obligatoire de la séparation spatiale des signaux sur la photodiode. Ensuite nous décrivons le système de fabrication des tapers. Un premier sommateur quatre voies est réalisé dans le but de vérifier expérimentalement le concept de notre solution. Nous regardons tout particulièrement si les bruits d'homo/hétérodynage tant redoutés apparaissent. Finalement nous tentons de répondre au cahier des charges en réalisant un sommateur à 14 entrées.

A. Théorie et modélisations

1. Principe de propagation au sein d'un sommateur

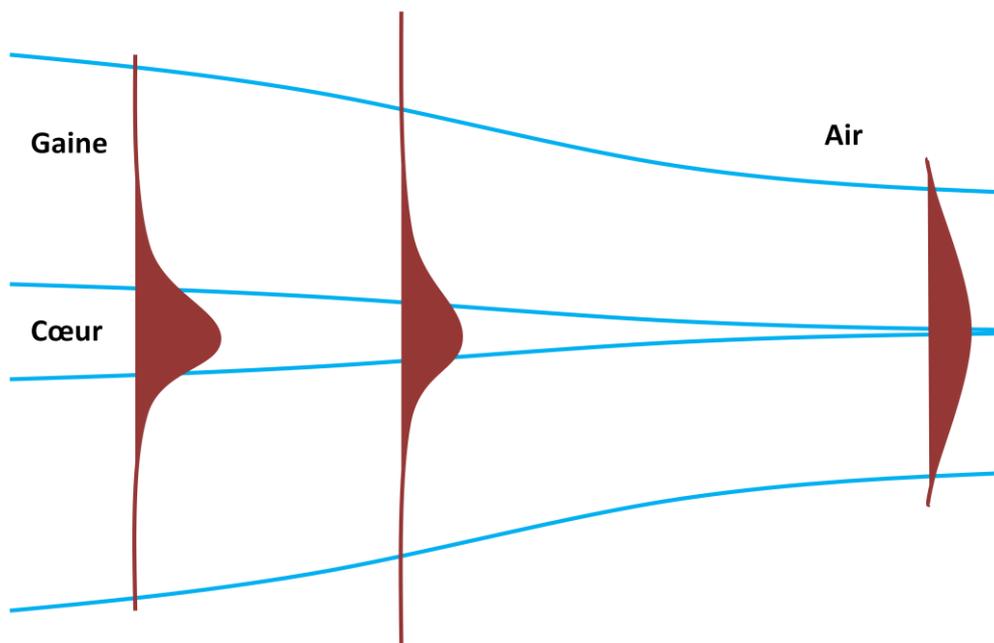


Figure II-1: Propagation du mode fondamental dans une SMF effilée (taper)

La principale contrainte associée à la réalisation du sommateur réside dans les pertes générées par la transition entre les SMFs en entrée et la sortie fusionnée multimode de très petit diamètre. En effet, lorsque les dimensions d'un guide d'onde varient longitudinalement, le mode évolue en cours de propagation.

Pour une seule fibre SMF effilée, si les fluctuations de taille sont suffisamment faibles alors le mode fondamental guidé dans le cœur évolue sans perte d'énergie en mode fondamental guidé dans la gaine de silice entourée d'air (Fig. 1). Le couplage vers les modes d'ordre supérieur, beaucoup plus sujets aux pertes, peut alors être négligé. En d'autres termes, il faut que les pentes des régions coniques du taper soient suffisamment douces pour respecter le critère d'adiabaticité [1, 2].

Pour la solution proposée, la différence est que nous n'avons plus une seule fibre SMF mais plusieurs. Il est connu que si le nombre de fibres monomodes correspond au nombre de modes spatiaux de la sortie multimode alors la transition peut être à faibles pertes dans chacune des directions [3]. En fait si la transition est adiabatique, les modes du réseau de fibres SMFs qui sont en réalité des supermodes évoluent progressivement vers les modes d'un fil de silice entouré d'air (Fig. 2). Par conséquent, les signaux issus des différentes fibres se mélangent complètement. Par contre, si le nombre de modes des deux côtés de la transition est différent, alors certains supermodes SMF ne se propagent pas dans la sortie multimode et les pertes du composant augmentent.

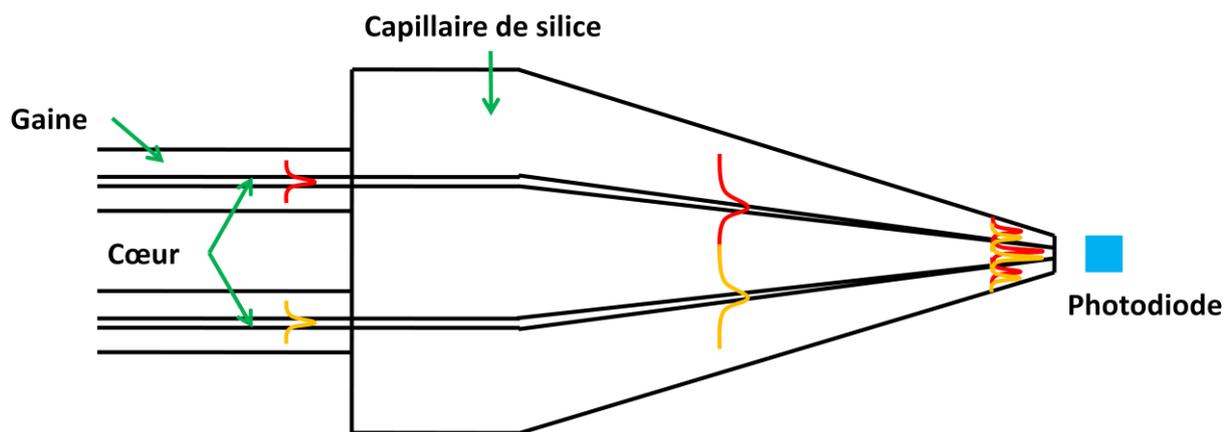


Figure II-2: Principe de propagation de la lumière le long du sommateur

La minimisation des pertes est très importante car ce sont elles qui joueront le rôle de la deuxième voie de sortie décrite dans le chapitre I, celle qu'il faut absolument éviter pour supprimer les bruits d'omo/hétérodynage.

Un simple calcul permet d'évaluer le nombre de modes de la sortie multimode. Sachant que le diamètre final du fil de silice baigné dans l'air sera de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, le nombre de modes est supérieur à 8000 à la longueur d'onde λ de $1,55 \mu\text{m}$. Par conséquent, il n'y aura pas de problème de correspondance du nombre de modes pour notre sommateur qui comportera au maximum une vingtaine de fibres SMFs en entrée, soit 2×20 supermodes où le chiffre 2 représente les polarisations [3].

2. Simulations

Dans le chapitre I, nous défendons l'idée que même si les différents signaux optiques se recouvrent sur la surface de la photodiode, la sommation reste inchangée pour notre sommateur quelle que soit la phase de ces signaux. C'est ce que nous vérifions dans cette partie en simulant l'arrivée de quatre fibres sur un détecteur de 50 μm de diamètre. La méthode du faisceau propagé (BPM : Beam Propagation Method) est utilisée pour modéliser la propagation de la lumière dans un tel composant. Sur la Fig. 3, le rouge représente la silice et le jaune le cœur dopé de la fibre SMF. Les fibres fusionnent entre elles comme ce sera le cas dans la réalité.

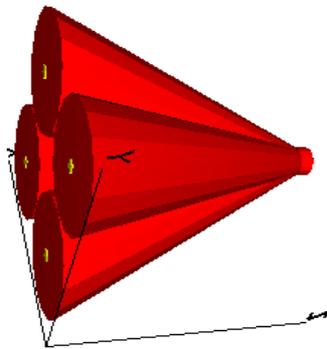


Figure II-3: Profil d'indice simulé pour valider le principe de sommation

La Fig. 4 est le module de l'amplitude du champ électrique lorsqu'une seule des quatre voies est excitée ($\lambda=1550$ nm). La sortie du composant est multimode et l'énergie occupe toute la surface de silice.

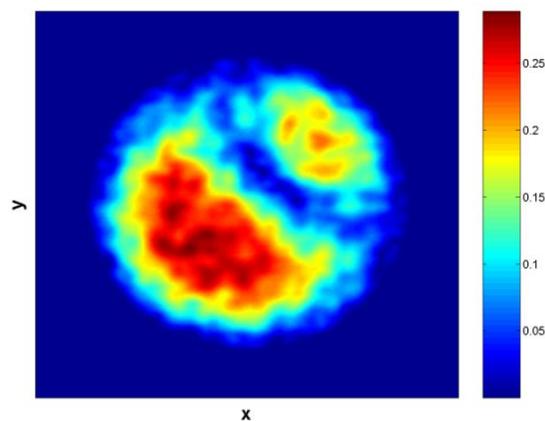


Figure II-4: Module du champ électrique de sortie avec une seule voie illuminée

La Fig. 5 montre les champs électriques de sortie lorsque la lumière est injectée dans deux fibres simultanément. L'une des deux voies est déphasée par rapport à l'autre. En fonction de ce déphasage, les modes des deux fibres SMFs n'excitent pas les mêmes modes de la sortie multimode. Les distributions spatiales d'énergie sont donc différentes pour les images a), b) c) et d) de la Fig. 5.

Pourtant, la sommation des puissances apportées par les deux signaux reste la même quelle que soit leur phase relative (Tableau 1). Ces résultats prouvent que lorsque toute l'énergie est concentrée sur la photodiode, il n'y a pas de fluctuations de la puissance sommée dues aux interférences optiques.

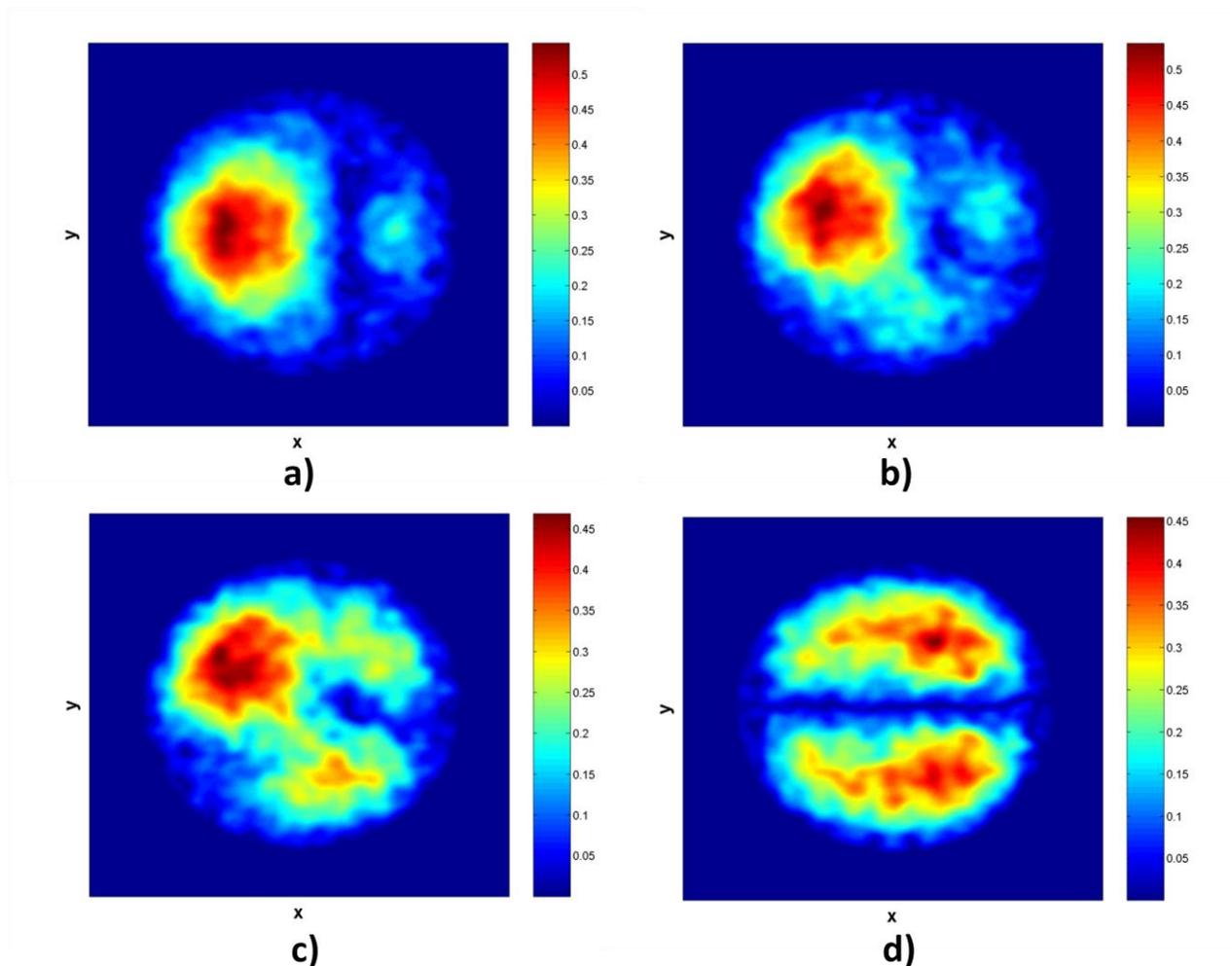


Figure II-5: Modules du champ électrique de sortie avec deux voies illuminées et déphasées de a) 0 rad, b) $\pi/4$ rad, c) $\pi/2$ rad, d) π rad

Tableau II-1: Calcul de la puissance optique en fonction du nombre de voies éclairées

	Puissance optique simulée (u.a.)	Puissance optique théorique (u.a.)
1 voie	0,710	0,710
2 voies $\Delta\varphi=0$ rad	1,419	1,420
2 voies $\Delta\varphi=\pi/4$ rad	1,421	1,420
2 voies $\Delta\varphi=\pi/2$ rad	1,421	1,420
2 voies $\Delta\varphi=\pi$ rad	1,423	1,420
3 voies	2,145	2,130
4 voies	2,869	2,840

Les modules des champs électriques lorsque trois voies puis quatre voies sont excitées sont présentés Fig. 6.

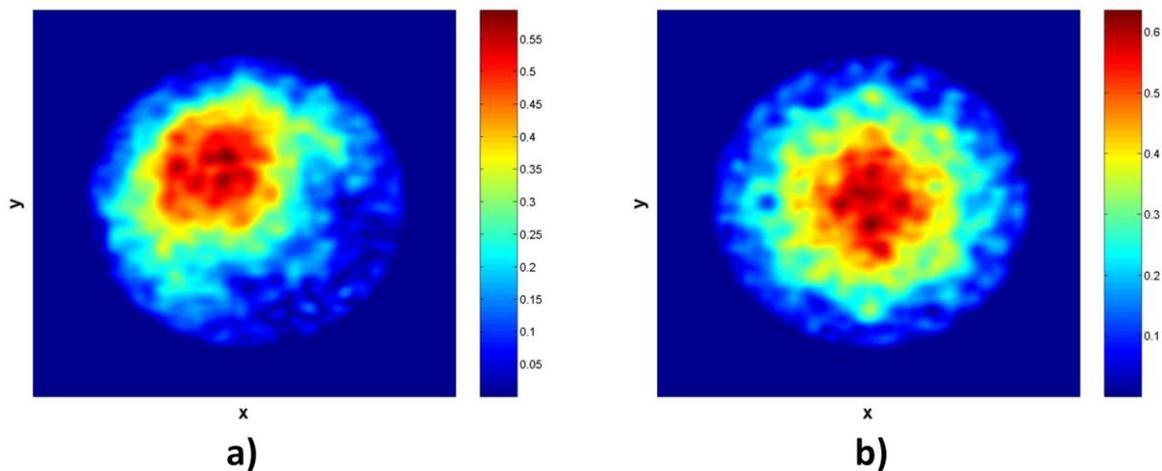


Figure II-6: Modules du champ électrique de sortie avec trois a) puis quatre b) voies illuminées

Dans cette section, nous avons modélisé le sommateur et vérifié son fonctionnement. Maintenant nous nous intéressons à sa fabrication.

B. Banc expérimental

1. Montage

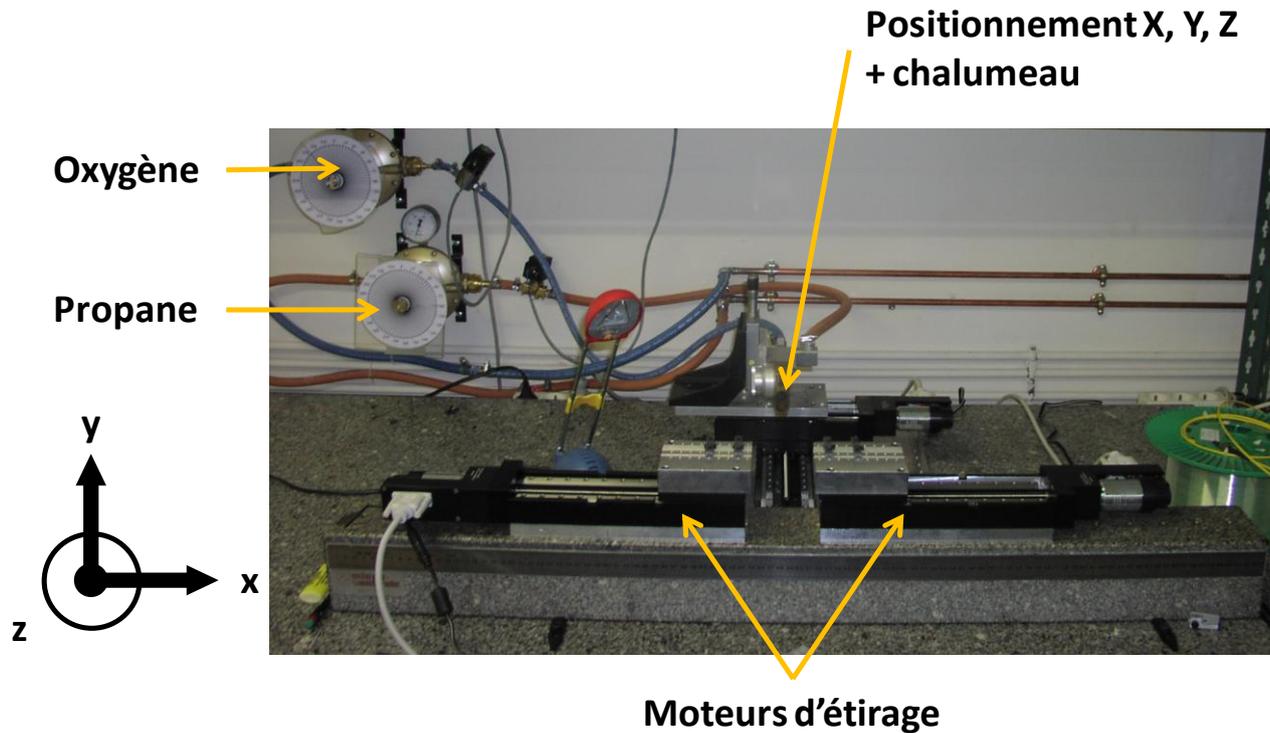


Figure II-7: Système de fusion-étirage

Le banc de fusion-étirage (Fig. 7) pour capillaires est le même que celui pour fibres optiques classiques [4-10] à la différence près que le chalumeau doit être repensé pour le chauffage de barreaux de silice de diamètres plus importants (1-5 mm). Il se compose de :

- deux moteurs pour étirer de part et d'autre du sommateur, leur vitesse de déplacement est relativement faible ($50 \mu\text{m/s}$). Sur chacun d'eux se trouvent les systèmes de fixation du capillaire (Fig. 8) qui consistent en plusieurs rainures de profondeurs différentes et de caoutchoucs de maintien
- un moteur pour balayer la flamme du chalumeau sur le capillaire afin d'obtenir la longueur de chauffe souhaitée
- une platine de translation suivant l'axe y pour un positionnement précis en hauteur du chalumeau et un moteur suivant l'axe z pour reculer la flamme au fur et à mesure que le barreau s'amincit

- tuyaux, vannes anti-retours, détendeurs et électrovannes pour acheminer l'oxygène et le propane de manière sécurisée au chalumeau.

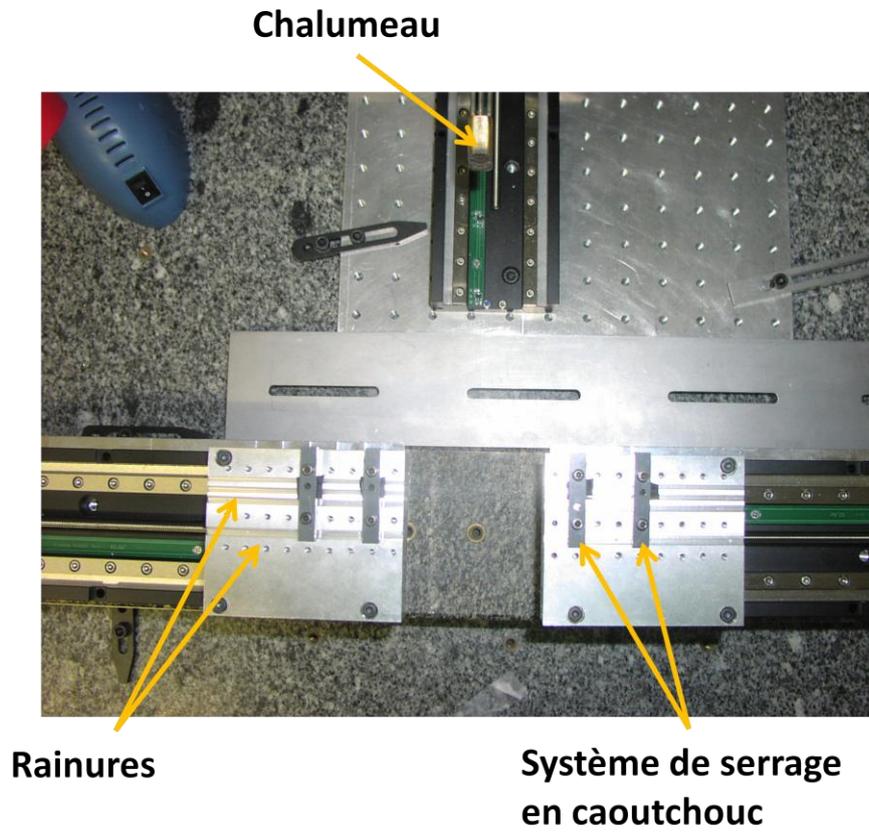


Figure II-8: Fixations des capillaires

L'ensemble est géré par un programme informatique écrit en Labview (Fig. 9).

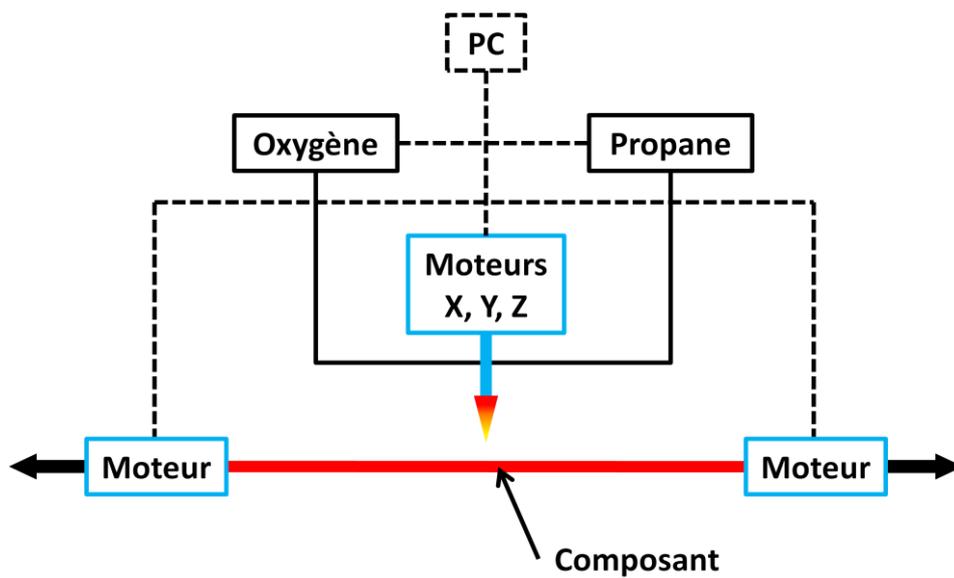


Figure II-9: Automatisation du banc de fusion-étirage

2. Programmation

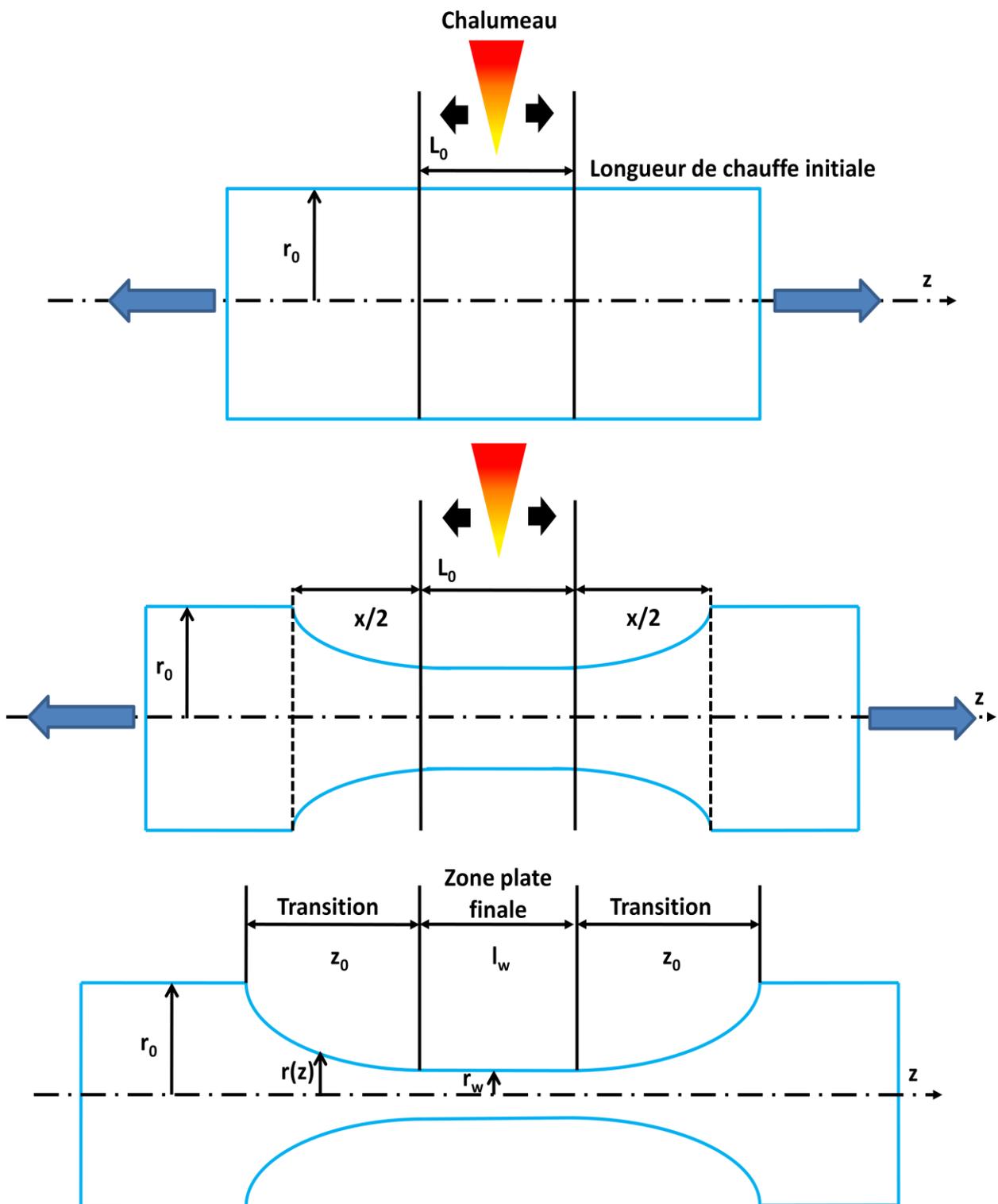


Figure II-10: Schéma de fabrication d'un taper par fusion-étirage pour une longueur de chauffage constante $L(t \text{ ou } x) = L_0$ indiquant la terminologie utilisée dans le texte

Pour la gestion informatique des différents moteurs, j'ai choisi d'avoir une zone de chauffage dont la longueur L varie linéairement en fonction du temps t ou de l'allongement x du taper (Fig.10) selon la formule :

$$L(x) = L_0 + \alpha x \quad \text{Eq. II-1}$$

avec $x=2*v*t$ où v est la vitesse des moteurs d'étirage, L_0 la longueur de la zone chauffée à l'instant $t=0$, α une constante qui détermine la variation relative de la longueur chauffée en fonction de l'allongement x du taper ou du temps t .

Le profil géométrique final $r(z)$ des transitions (Fig. 10) se déduit des lois de conservation du volume [4] et est donné par :

$$r(z) = r_0 \left(1 + \frac{2\alpha z}{(1-\alpha)L_0}\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \quad \text{Eq. II-2}$$

où r_0 est le rayon initial du capillaire.

Les autres paramètres définis sur la Fig. 10 et indispensables à connaître sont :

- r_w , rayon final du tube effilé

$$r_w = r_0 \left(1 + \frac{\alpha x_0}{L_0}\right)^{-\frac{\alpha}{2}} \quad \text{Eq. II-3}$$

avec x_0 l'allongement final

- z_0 , la longueur finale de la transition

$$z_0 = \frac{1}{2}(1 - \alpha)x_0 \quad \text{Eq. II-4}$$

- l_w , la longueur finale de la zone de chauffe ou encore la longueur plate finale

$$l_w = L_0 + \alpha x_0 \quad \text{Eq. II-5}$$

Cette définition de la longueur de chauffe $L(x)$ présente l'avantage d'offrir un large éventail de formes de transitions $r(z)$ par le simple choix de α (Fig. 11).

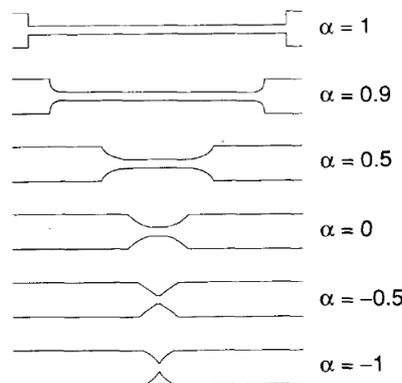


Figure II-11: Différentes formes de taper en fonction de α [4]

Le but d'avoir de nombreux degrés de liberté sur les profils des amincissements est de trouver le bon compromis entre pertes et taille du sommateur. Par exemple, pour $\alpha=1$, le taper est abrupt donc court mais engendre beaucoup de pertes. A l'opposé, les pentes des transitions sont plus douces lorsque $\alpha=0$. Par contre la longueur du sommateur sera plus grande. Il n'y a pas de restriction du cahier des charges sur la taille du composant mais compte tenu du diamètre de sortie très fin ($\varnothing=50 \mu\text{m}$), il est préférable d'avoir des longueurs de transitions relativement faibles pour une plus grande rigidité.

C. Fabrication

Le premier sommateur réalisé comporte quatre fibres SMFs. Leurs gaines de protection sont enlevées puis les fibres sont nettoyées à l'alcool. Elles sont insérées dans un capillaire de diamètre interne $300 \mu\text{m}$ et de diamètre externe $1,4 \text{ mm}$. L'ensemble est placé sur le banc de fusion-étirage pour un amincissement jusqu'à $50 \mu\text{m}$. Le composant final avec quatre fibres d'entrée est présenté sur les Fig. 12 et 13.

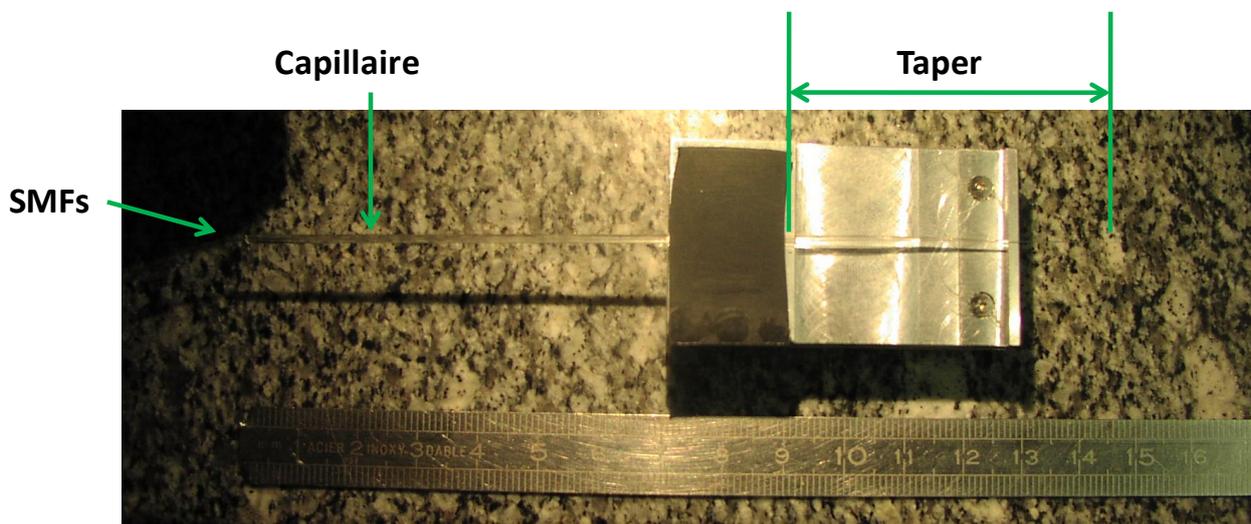


Figure II-12: Photo du sommateur 4 voies mettant en évidence sa taille et sa partie effilée



Figure II-13: Sommateur 4 voies

La face de sortie du composant est montrée sur la Fig. 14. Le diamètre final est de 58 μm . Les fibres SMFs ont totalement fusionné lors du processus de fusion-étirage.

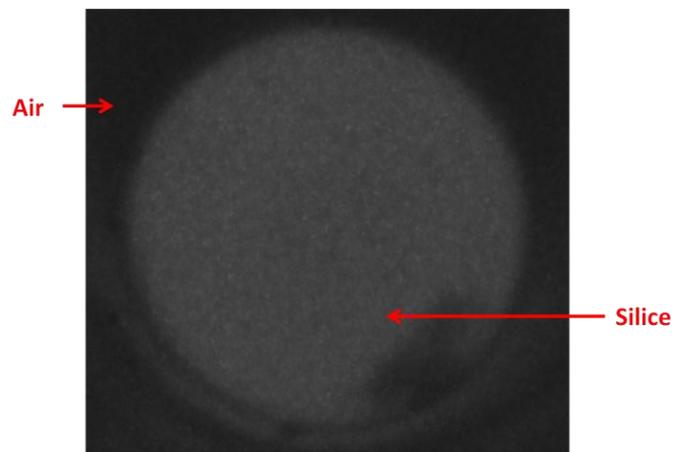


Figure II-14: Face de sortie du sommateur

D. Caractérisations

1. Caractérisations optiques

a) Pertes

Pour le composant réalisé (Fig. 13), les pertes sont mesurées à 0,86 dB, 1,17 dB, 1,25 dB et 1,63 dB pour les quatre voies à la longueur d'onde λ de 1550 nm. Ces valeurs sont proches des objectifs initialement prévus par le cahier des charges (<1 dB) et mais sont loin de celles obtenues par C. A. Villarruel *et al* ([11], ~0,4 dB).

Les pertes sont principalement dues aux poussières déjà présentes dans le capillaire auxquelles il faut ajouter celles apportées par l'insertion des fibres, même si de nombreuses précautions ont été prises. Pour confirmer ce résultat une simple expérience a été mise en œuvre : prenons deux fibres dénudées que nous souhaitons fusionner comme pour la réalisation d'un coupleur, la présence d'une unique particule de poussière entre les deux gaines engendre des pertes par diffusion supérieures à 20 dB. Lors de la fabrication de notre sommateur, de nombreuses saletés se sont incorporées. Des pertes de ~1,2 dB sont alors plutôt vues comme faibles. Toutefois, le passage en salle blanche pour l'insertion des SMFs dans le capillaire semble indispensable. La transition d'une longueur de 3,5 cm peut être allongée afin de rendre le taper encore plus adiabatique et donc diminuer les pertes du sommateur.

b) Imagerie optique

La Fig. 15 montre la répartition de l'énergie lorsque deux voies sont illuminées à tour de rôle ($\lambda=1550$ nm). La lumière se situe essentiellement au centre de la silice. Les champs optiques des différentes voies se superposent sur la photodiode.

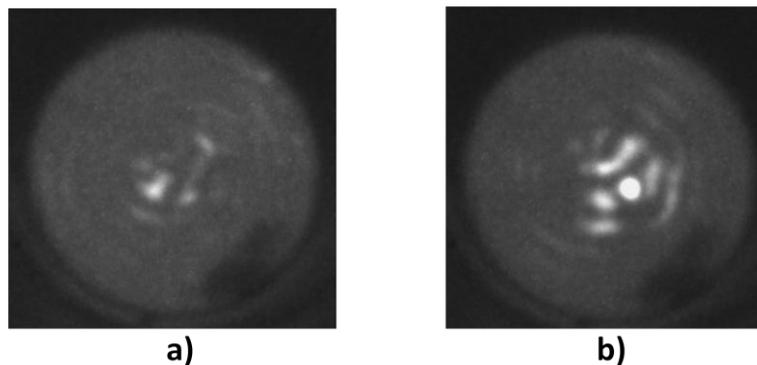


Figure II-15: Distributions de l'intensité en sortie du sommateur lorsque
a) une des quatre voies est illuminée et b) une autre voie seule est illuminée

Maintenant nous éclairons ces deux mêmes voies avec deux lasers différents (Fig. 16) et un unique laser (Fig. 17) par l'intermédiaire d'un coupleur 50/50. La première photo montre que lorsque les lasers sont incohérents, les deux images de la Fig. 15 s'ajoutent. Par contre, lorsqu'un seul laser est utilisé, l'image en sortie du sommateur est très instable. Si l'on approche sa main de l'une des deux voies injectées, la répartition totale de l'énergie varie. Ceci est dû au changement de la phase optique par la chaleur apportée par la main qui implique que les modes de la sortie multimode ne sont plus excités de la même façon. Ce comportement était prédit par les simulations (Fig. 5). Mais ce n'est pas pour autant que l'énergie distribuée sur toute la surface du sommateur n'est pas la même. C'est ce que nous vérifions dans la partie suivante.

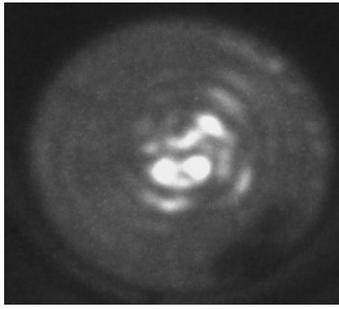


Figure II-16: Distribution de l'intensité en sortie du sommateur lorsque deux lasers différents sont envoyés sur deux voies

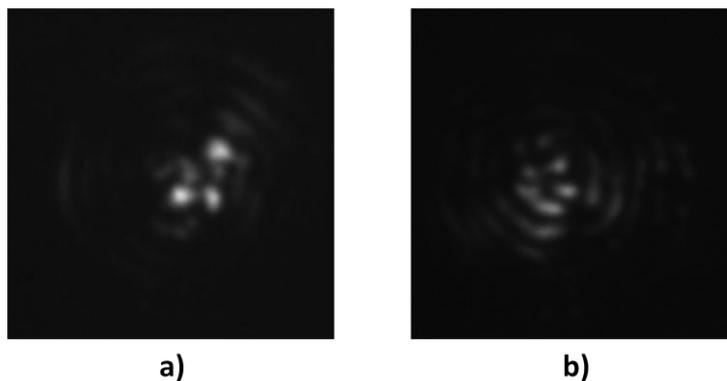


Figure II-17: Distributions de l'intensité en sortie du composant lorsqu'un seul laser est injecté sur deux voies différentes. Un déphasage aléatoire est induit sur l'une des fibres expliquant la différence entre les images a) et b)

2. Caractérisations microondes

a) Présentation du banc de caractérisation

Le montage utilisé pour tester la fonction sommation de notre composant est dessiné sur la Fig. 18. Une source laser à $\lambda=1550$ nm (ou à la fréquence optique $\nu=c/\lambda$) est envoyée vers un modulateur électro-optique qui réalise la modulation hyperfréquence. Ensuite l'onde est séparée en deux à l'aide d'un coupleur 50/50. L'une des deux branches passe par un modulateur acousto-optique dont le but est de décaler la porteuse optique de 80 MHz. Cette astuce permet de positionner la fréquence du battement hétérodyne, s'il a lieu, à une fréquence visible par la photodiode soit $\nu+80$ MHz – $\nu=80$ MHz. Finalement, les deux signaux sont encore divisés en deux par deux coupleurs 50/50.

Les quatre voies (deux à ν et deux à $\nu+80$ MHz) sont connectées aux quatre entrées du sommateur. Un grand soin est pris en ce qui concerne les longueurs des quatre parcours afin que les modulations microondes arrivent en phase au niveau de la photodiode. Les puissances sont aussi ajustées pour être quasiment égales. La photodiode est reliée à un analyseur de spectres RF. Le diamètre du capteur étant de $80 \mu\text{m}$, nous limitons les fréquences des signaux à quelques centaines de MHz.

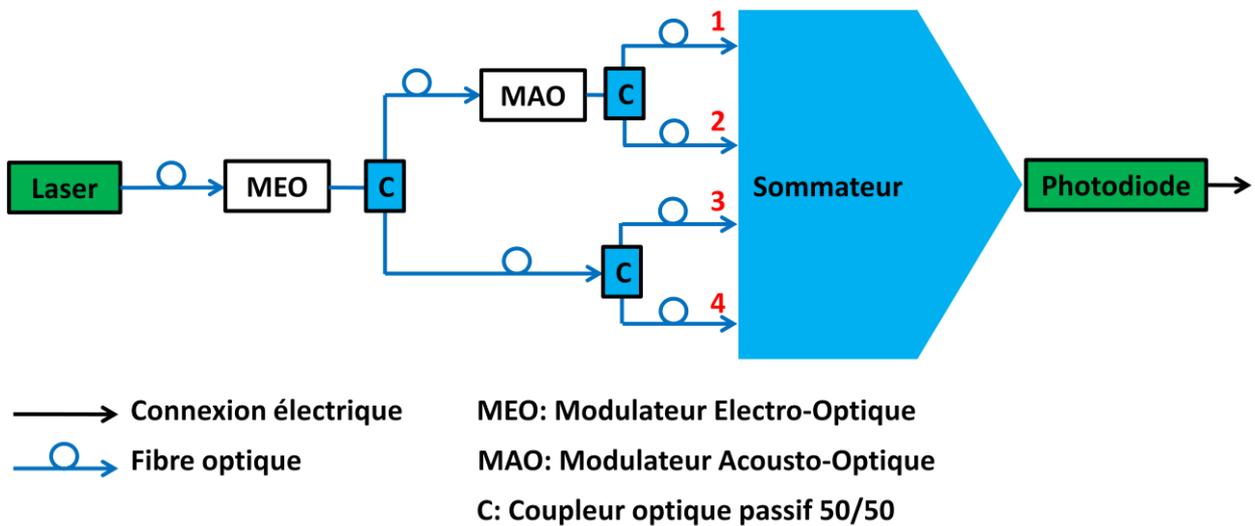


Figure II-18: Schéma du montage expérimental de caractérisation

La face de sortie du sommateur est placée avec précision le plus proche possible du détecteur (quelques μm , Fig. 19) tout en faisant attention à ce qu'il n'y ait pas contact.

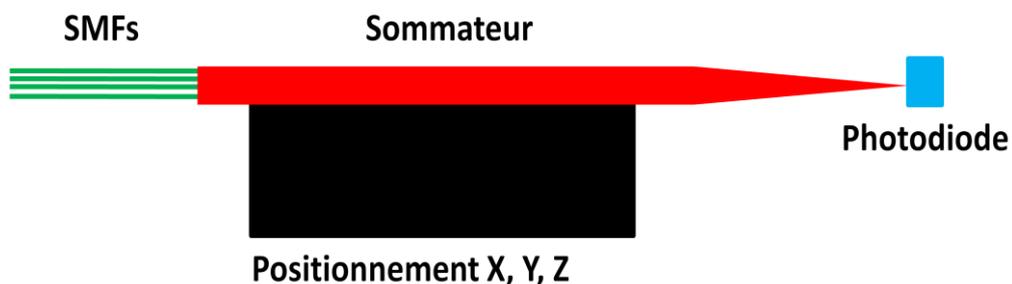


Figure II-19: Système d'approche du sommateur devant la photodiode

b) Sommeation cohérente

Dans un premier temps, nous testons la sommation cohérente de deux signaux optiques issus d'un même laser (Fig. 20). Ils sont modulés par le même signal hyperfréquence à la fréquence f de 500 MHz. En fait, nous prenons les voies 3 et 4 de la Fig. 18.

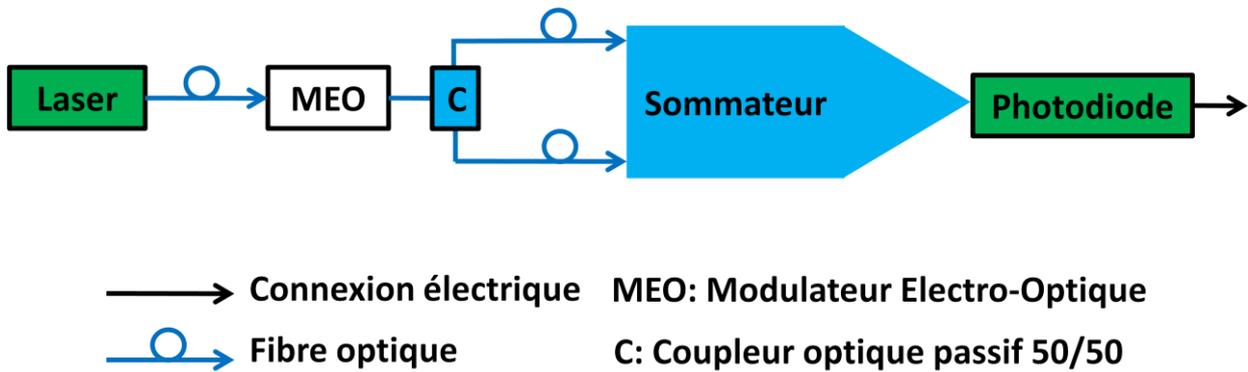


Figure II-20: Principe de la sommation cohérente

Les résultats sont donnés Fig. 21. Lorsque les deux voies sont illuminées simultanément, le signal « somme » augmente de 5 dB par rapport au signal d'une seule voie éclairée. L'écart de 1 dB avec les prévisions théoriques peut être dû au fait que les puissances des deux signaux ne sont pas rigoureusement identiques. Une main est approchée de l'une des deux fibres SMFs pour faire varier sa phase optique et tenter de créer une opposition de phase entre les deux ondes optiques. On sait que la distribution d'énergie en sortie du sommateur change (Fig. 17) mais aucune variation de la puissance « somme » n'apparaît. La sommation de deux voies cohérentes est constante quelle que soit la phase optique des signaux même si ces derniers se recouvrent fortement.

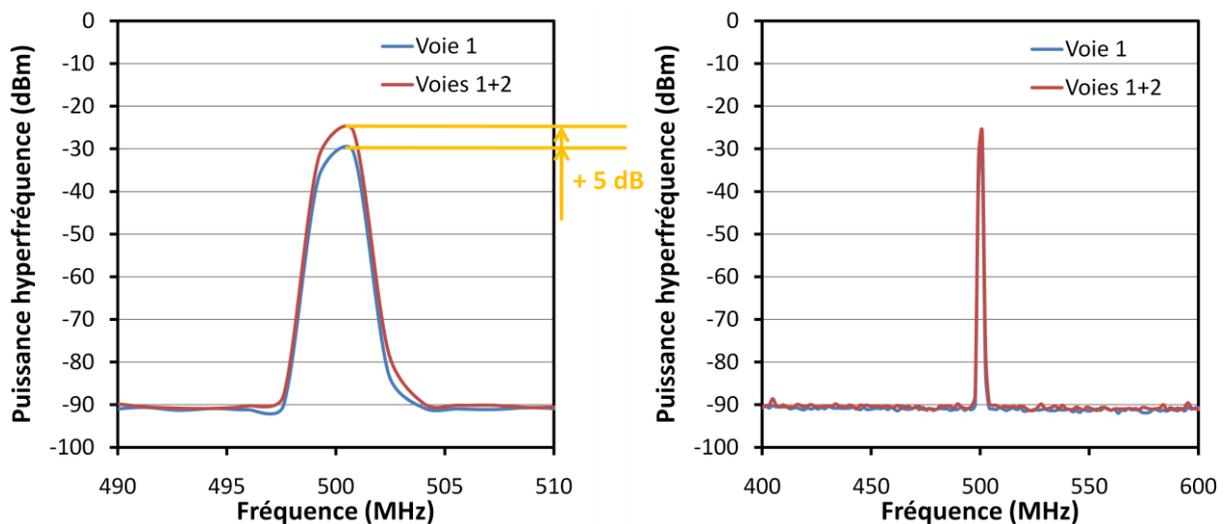


Figure II-21: Sommation de deux voies cohérentes

c) Sommation non cohérente

Dans un deuxième temps, nous testons la sommation incohérente de deux signaux optiques modulés par le même signal hyperfréquence ($f=500$ MHz) mais issus cette fois-ci d'ondes lasers séparées de 80 MHz (Fig. 22). Ceci revient à prendre les voies 1 et 3 de la Fig. 18.

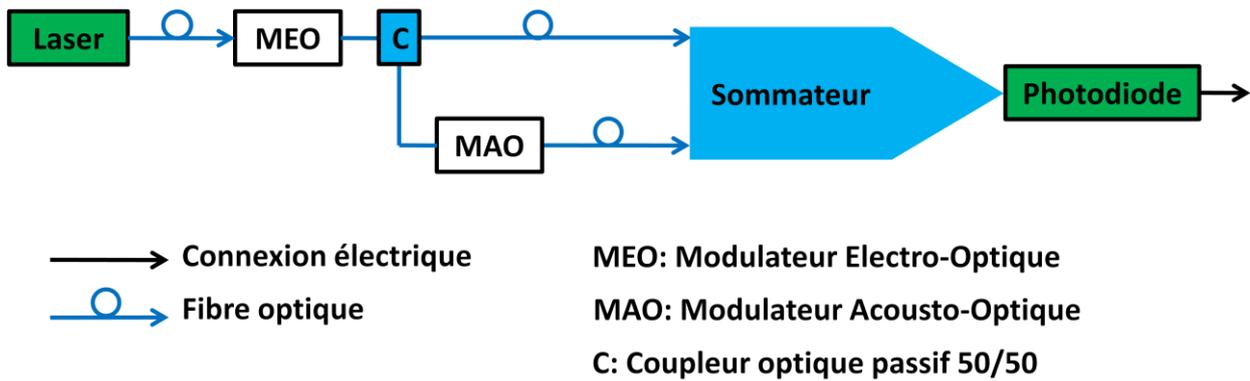


Figure II-22: Principe de la sommation incohérente

La Fig. 23 montre que la sommation des deux modulations a effectivement lieu sans l'apparition de bruit d'hétérodynage. Les très faibles pics d'hétérodynage observés ont pour origine les pertes du sommateur. Ils peuvent être diminués en améliorant la fabrication du composant (cf. section D.1.a. de ce chapitre).

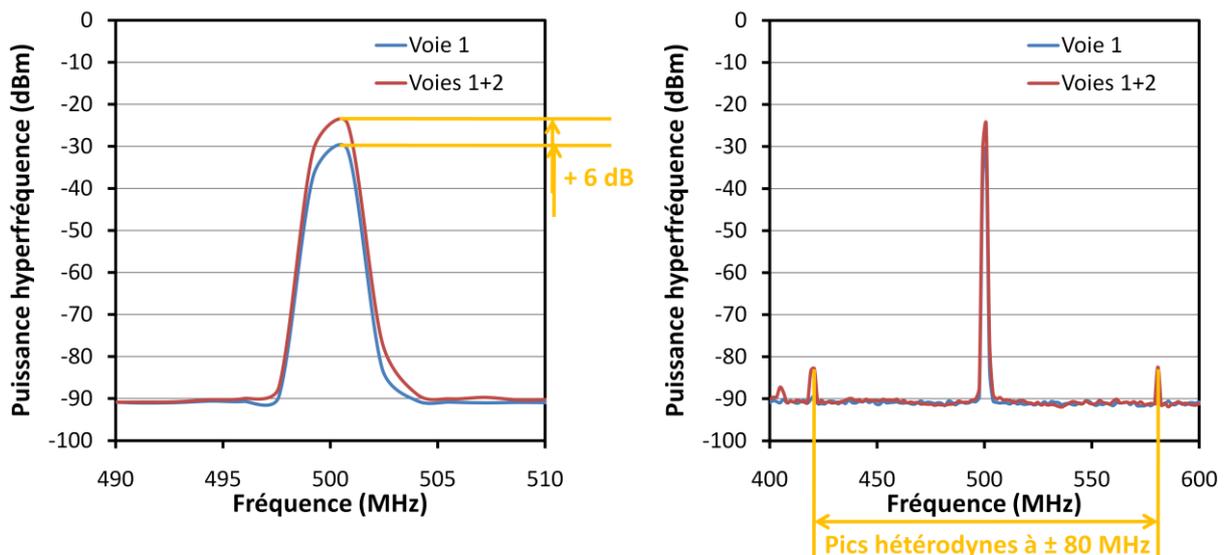


Figure II-23: Sommation de deux voies non cohérentes

Maintenant nous remplaçons notre sommateur par un coupleur optique passif classique sur le banc de caractérisation. Les résultats obtenus sont donnés Fig. 24. Dans les deux cas, les signaux optiques se superposent sur la photodiode. Cependant, pour notre sommateur, il n'y a pas de voie échappatoire pour la puissance optique dépendant de la phase optique. Voie qui est constituée par la deuxième sortie pour le coupleur. C'est pourquoi nous observons de très faibles pics hétérodynes sur la Fig. 23 (60 dB en dessous du signal), à comparer avec ceux de la Fig. 24.

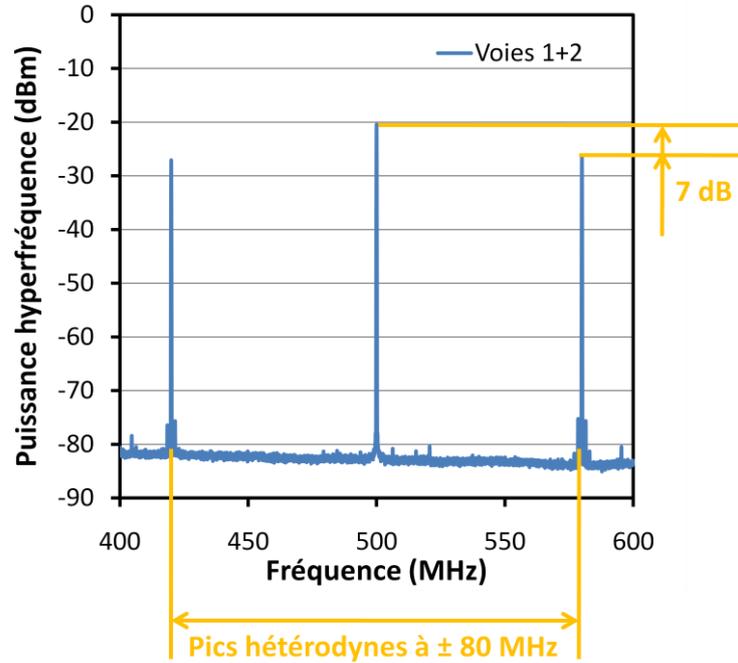


Figure II-24: Somme par coupleur optique de deux voies non cohérentes

Pour le coupleur, le bruit hétérodyne est 7 dB en dessous du signal utile impliquant une modulation quasi-totale de la puissance « somme » (Fig. I-10). Il est donc impossible d'effectuer un quelconque traitement de l'information issue de cette somme. C'est pour cette raison que le coupleur est déconseillé comme solution pour la fonction somme.

Les résultats expérimentaux de la Fig. 23 prouvent que, pour notre solution, le recouvrement des champs optiques sur la photodiode n'est pas source de bruit d'hétérodynage tant redouté !

d) Somme 4 voies

Maintenant que le principe de somme est validé pour deux voies en régimes cohérent et non cohérent, nous testons l'addition de quatre signaux injectés selon la Fig. 18.

Les résultats obtenus Fig. 25 sont en accord avec les prévisions théoriques. La somme de quatre canaux modulés à 500 MHz augmente le signal de 12 dB. Les pics hétérodynes ont augmenté mais le rapport signal à bruit reste très élevé (>45 dB). Il faut noter qu'il est plus facile pour une puissance de passer de -80 dBm à -70 dBm que de -30 dBm à -20 dBm car les niveaux mis en jeu sont complètement différents.

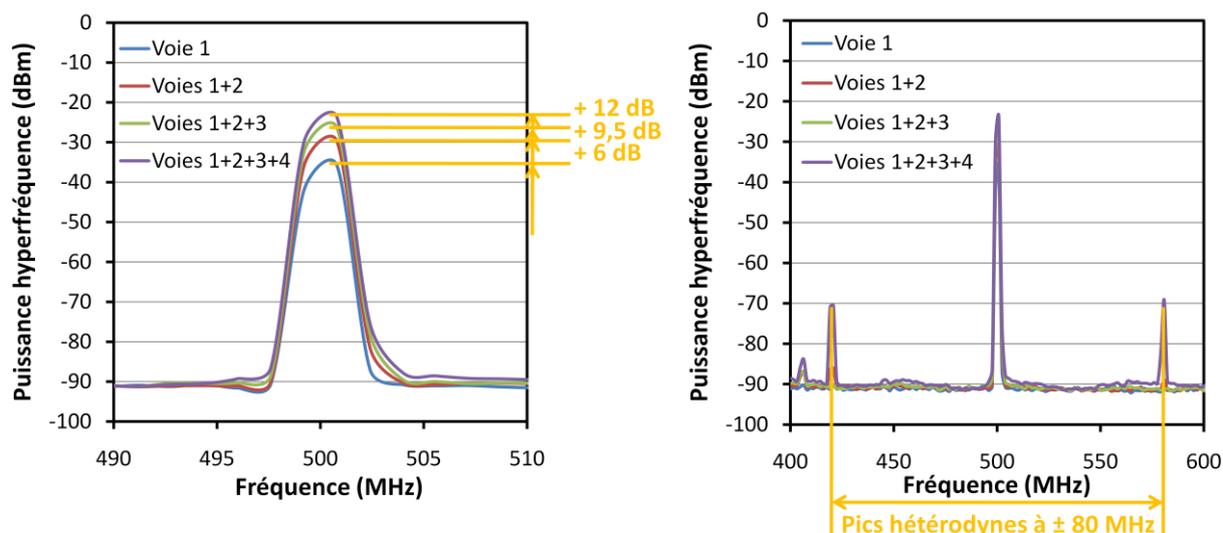


Figure II-25: Résultats de la sommation 4 voies réalisée avec notre composant

E. Sommateur 14 voies

Afin de mieux répondre au cahier des charges qui demande la réalisation d'un sommateur avec un nombre de canaux compris entre 10 et 20, un composant avec 16 entrées SMFs est fabriqué. Les fibres sont dénudées, nettoyées puis insérées dans un capillaire (Fig. 26) de diamètre intérieur 700 μm et de diamètre extérieur 1,4 mm.

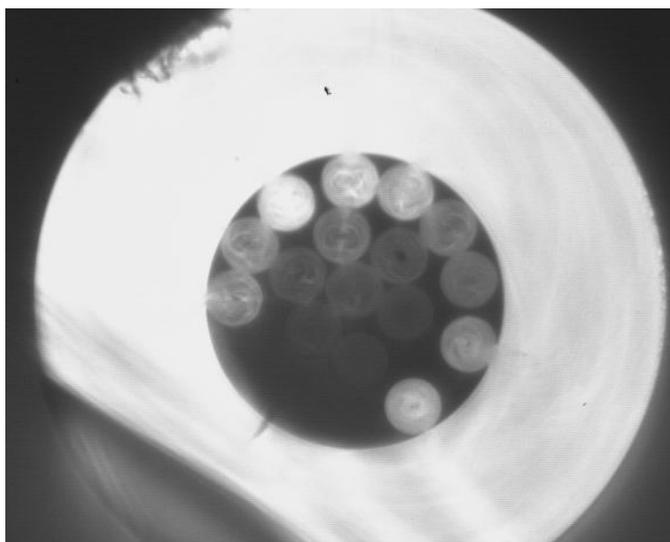


Figure II-26: Coupe du sommateur mettant en évidence la disposition des fibres SMFs ($d_{\text{ext}}=800 \mu\text{m}$)

L'ensemble est effilé jusqu'à un diamètre de $67\ \mu\text{m}$ à l'aide du banc de fusion-étirage. La face de sortie du sommateur est représentée Fig. 27 montrant une fusion totale des fibres SMFs.

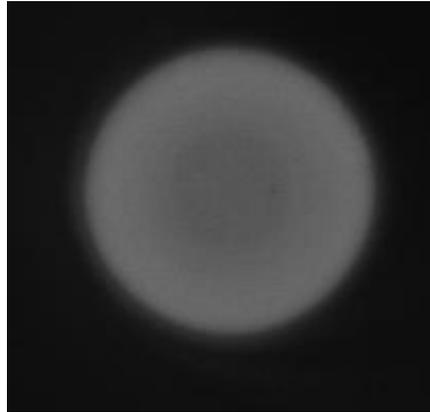


Figure II-27: Face de sortie du sommateur 16 voies

Lors des différentes manipulations du composant notamment la soudure avec des connecteurs (Fig. 28), deux fibres SMFs se sont cassées réduisant le nombre d'entrées de 16 à 14.

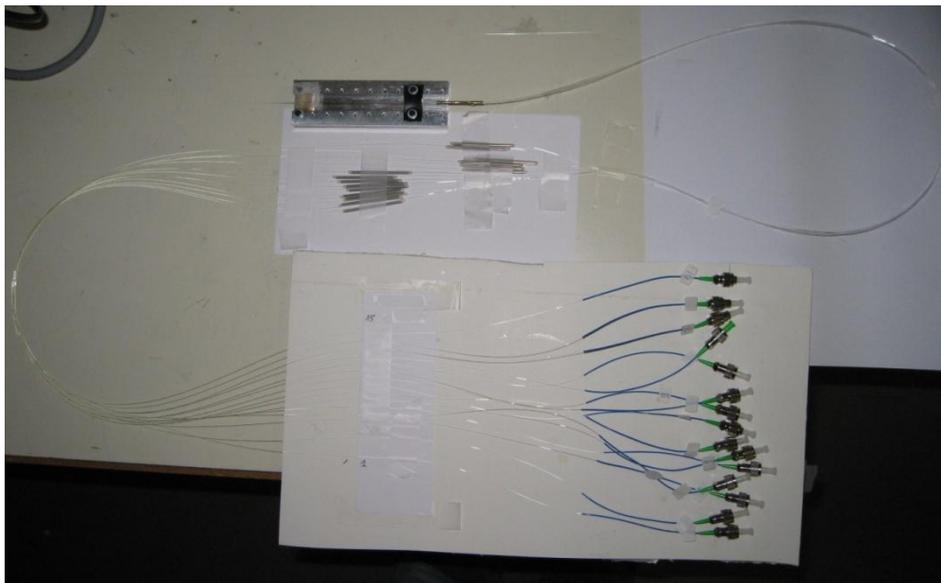


Figure II-28: Sommateur 14 voies dans son intégralité avec les connecteurs

1. Caractérisations optiques

a) Pertes

Onze des quatorze voies ont une moyenne des pertes autour de 1,6 dB avec des valeurs variant de 1 à 2 dB, à la longueur d'onde $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Les trois dernières entrées ont des pertes de 2,4 dB, 2,8 dB et 3,8 dB. Si la grande majorité des voies subit des pertes satisfaisantes, trois d'entre elles ne correspondent pas aux spécifications du cahier des charges. En comparant la propagation d'un laser hélium-néon dans ces trois SMFs avec celle dans les autres fibres, aucune information supplémentaire sur les causes des pertes ne ressort. Le laser hélium-néon de longueur d'onde visible permet de voir les diffusions de lumière dues aux différentes imperfections du sommateur (poussières, micro-cassures, micro-courbures, ...). Les améliorations possibles mentionnées section D.1.a. doivent être effectuées lors de la réalisation des sommateurs.

b) Imagerie optique

La Fig. 29 montre la distribution des champs optiques de sortie lorsque deux voies prises au hasard sur les quatorze sont illuminées à la longueur d'onde $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. L'énergie est présente sur toute la surface de silice avec une grande partie localisée proche du centre.

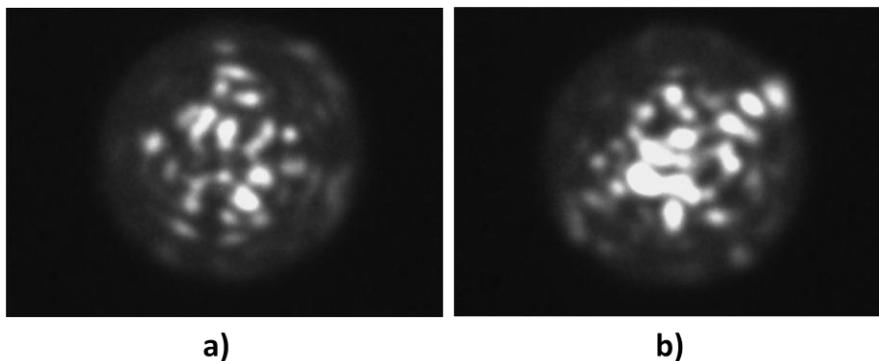


Figure II-29: Distributions de l'intensité en sortie du sommateur lorsque une des quatorze voies est illuminée a) puis une autre b)

2. Caractérisations microondes

a) Sommaton cohérente

Le montage de caractérisation de la sommaton cohérente est décrit sur la Fig. 30. Les 14 signaux d'entrée proviennent d'un même laser modulé à la fréquence $f=200 \text{ MHz}$.

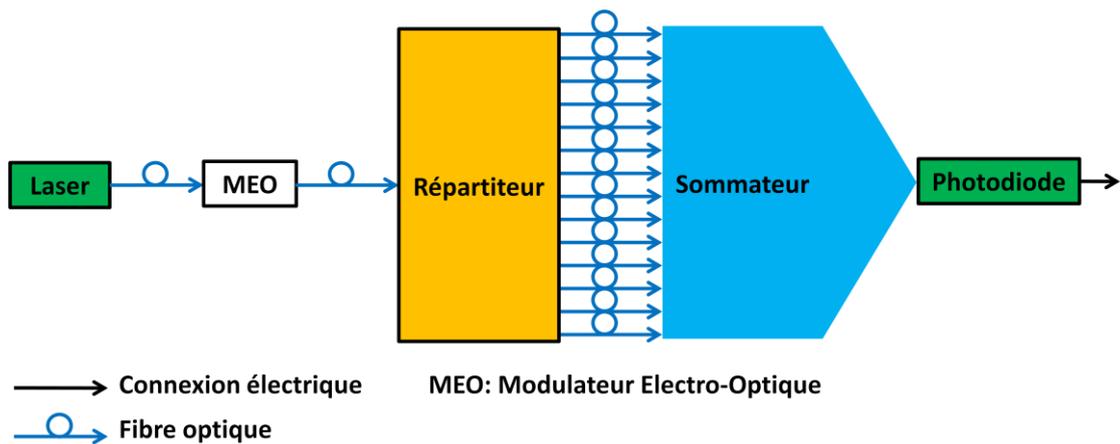


Figure II-30: Schéma du montage expérimental pour la caractérisation de la sommation cohérente

Les résultats de cette sommation sont donnés Fig. 31. Le Tableau 2 compare les puissances « somme » mesurées sur l'analyseur de spectres avec celles obtenues en additionnant les puissances de chaque voie indépendamment. Les valeurs sont quasiment égales démontrant que la sommation des modulations hyperfréquences est correctement effectuée.

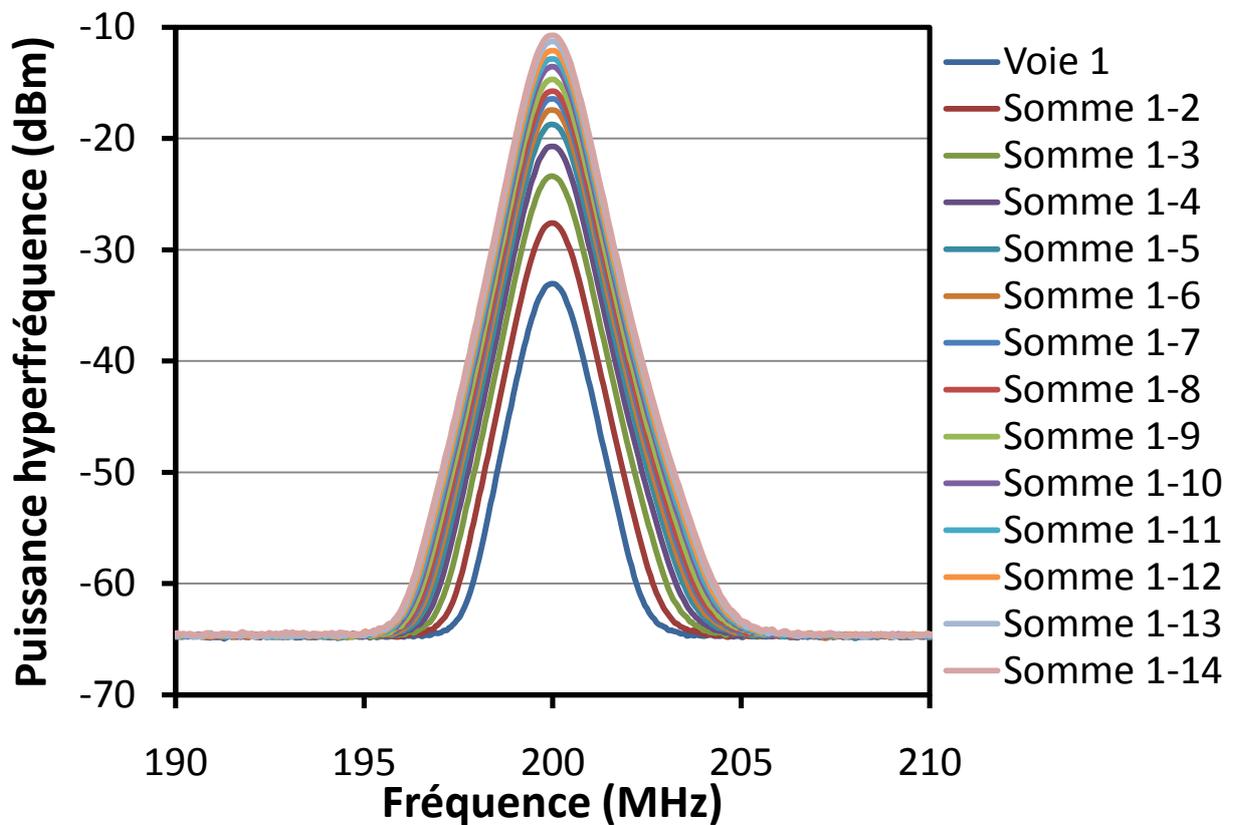


Figure II-31: Résultats de la sommation cohérente de 14 voies réalisée avec notre composant

Tableau II-2: Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la sommation cohérente de 14 signaux

Voie	Sommation des puissances RF (dBm)	Sommation théorique des puissances RF (dBm)
1	-33	-33
2	-27,6	-27,7
3	-23,4	-23,3
4	-20,6	-20,6
5	-18,7	-18,7
6	-17,4	-17,4
7	-16,4	-16,3
8	-15,7	-15,6
9	-14,7	-14,6
10	-13,5	-13,4
11	-12,9	-12,8
12	-12,1	-12
13	-11,3	-11,1
14	-10,7	-10,6

b) Sommation non cohérente

Le montage de caractérisation de la sommation non cohérente est le même que celui décrit section D.2.a. avec cette fois plusieurs étages de coupleurs permettant de diviser les signaux de chaque branche principale en sept (Fig. 32).

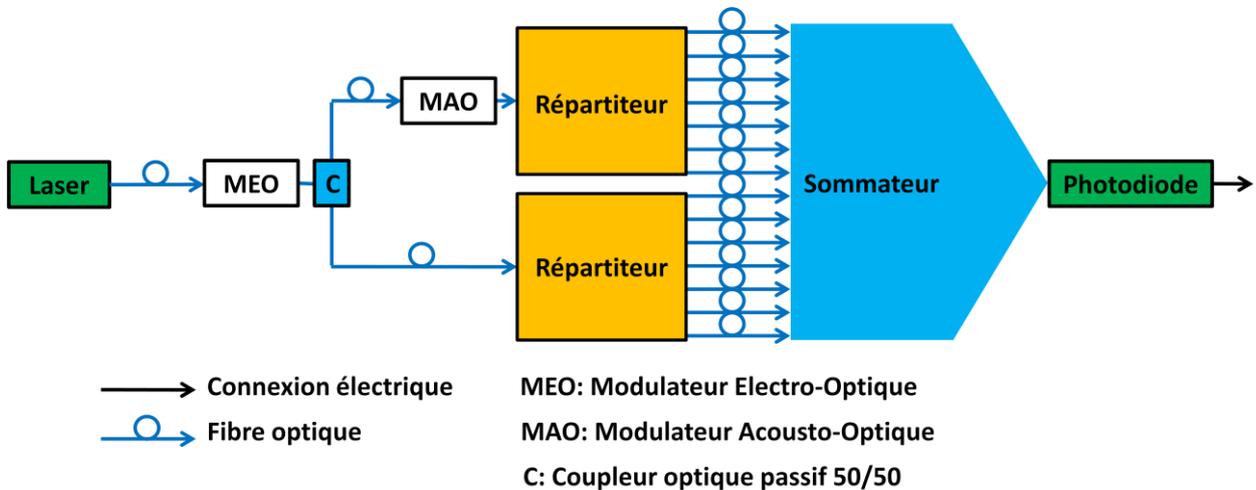


Figure II-32: Schéma du montage expérimental pour la caractérisation de la sommation non cohérente

La Fig. 33 présente les résultats de la sommation de 14 signaux (7 à v et 7 à $v+80$ MHz).

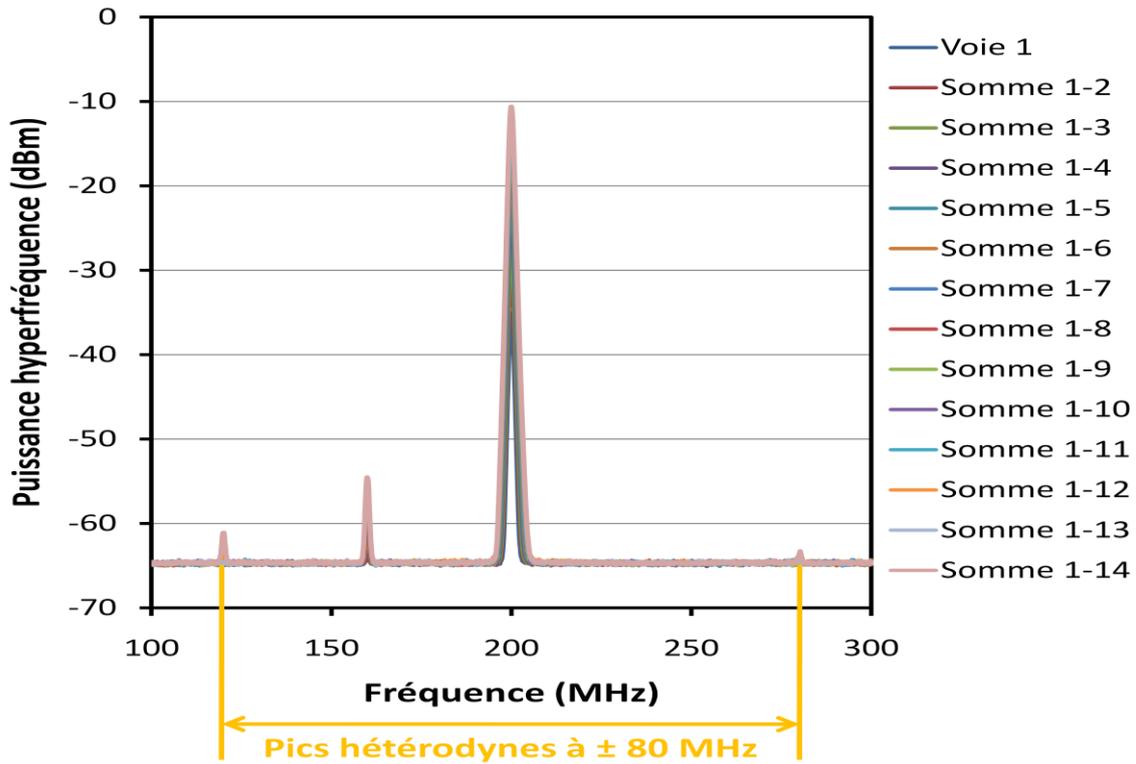


Figure II-33: Résultats de la sommation non cohérente de 14 voies réalisée avec notre composant

Le battement hétérodyne est négligeable, il est 50 dB en dessous du signal utile. Le pic observé à 40 MHz à gauche du signal est un harmonique de la voie passant par le modulateur acousto-optique. La puissance sommée expérimentale suit l'évolution théorique prévue (Tableau 3).

Tableau II-3: Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la sommation non cohérente de 14 signaux

Voie	Sommation des puissances RF (dBm)	Sommation théorique des puissances RF (dBm)
1	-35	-35
2	-29,5	-29,2
3	-26,2	-25,8
4	-22,3	-22
5	-20,4	-19,9
6	-17,6	-17,2
7	-16,5	-16
8	-15,3	-14,9
9	-14,5	-14
10	-13,4	-12,9
11	-12,8	-12,3
12	-11,6	-12,1
13	-11,2	-10,6
14	-10,5	-10

F. Conclusion

La solution proposée consiste à encapsuler un bouquet de fibres optiques classiques dans un tube de silice et à amincir l'ensemble jusqu'à un diamètre final de l'ordre de la cinquantaine de microns. Le but est d'amener des ondes optiques porteuses de signaux hyperfréquences devant une photodiode de grande bande passante. La réalisation d'un tel composant conduit au recouvrement des champs optiques sur le détecteur ce qui semble a priori engendrer des fluctuations de la puissance hyperfréquence sommée dues aux bruits homodyne et hétérodyne. Ces bruits imposent des contraintes importantes sur la séparation spatiale des différents faisceaux optiques obligeant à choisir entre le nombre de signaux à additionner et la bande passante du détecteur. Dans le chapitre I, nous avons avancé l'hypothèse que les bruits d'homo/hétérodynage n'ont pas lieu d'exister en se basant sur le principe de la conservation d'énergie. C'est ce que nous avons vérifié et validé dans un premier temps par des simulations de notre sommateur. Ensuite nous avons fabriqué un premier composant dans l'objectif de valider définitivement notre concept de manière expérimentale.

La sommation de deux signaux cohérents et incohérents montre que la puissance résultante n'est pas sujette aux bruits d'homodynage et d'hétérodynage, respectivement. Ainsi il est possible de réaliser de façon simple la fonction sommation de signaux hyperfréquences par voie optique. Les performances d'un sommateur 14 entrées présentées ici sont encourageantes pour la suite. Cependant, les pertes du composant doivent être améliorées pour remplir pleinement le cahier des charges. Ceci est possible en trouvant le profil du taper optimal.

Le banc de fusion-étirage, outre la fabrication des sommateurs, pourra servir pour de nombreuses applications comme la réalisation de coupleurs, de tapers en tout genre et sur tout type de fibres optiques.

G. Références

- [1] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, "Tapered single-mode fibers and devices. Part 1 : Adiabaticity criteria", IEE Proceedings Journal, vol 138, n°5, p. 343-354, 1991
- [2] R. J. Black, R. Bourbonnais, "Core-mode cutoff for finite-cladding lightguides", IEE Proceedings, vol 133, n°6, p. 377-384, 1986

- [3] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, J. Bland-Hawthorn, M. Englund, "Multimode fiber devices with single-mode performance", *Optics Letters*, vol 30, n°19, p. 2545-2547, 2005
- [4] T. A. Birks, Y. W. Li, "The Shape of Fiber Tapers", *Journal of Lightwave Technology*, vol 10, n°4, p. 432-438, 1992
- [5] H. C. Nguyen, B. T. Kuhlmeiy, E. C. Mägi, M. J. Steel, P. Domachuk, C. L. Smith, B. J. Eggleton, "Tapered photonic crystal fibres: properties, characterisation and applications", *Applied Physics B*, vol 81, p. 377-387, 2005
- [6] A. Ozcan, A. Tewary, M. J. F. Digonnet, G. S. Kino, "Observation of mode coupling in bitapered air-core photonic bandgap fibers", *Optics Communications*, vol 271, p. 391-395, 2007
- [7] J. Cascante-Vindas, A. Diez, J. L. Cruz, M. V. Andrés, E. Silvestre, J. J. Miret, A. Ortigo-Blanch, "Tapering photonic crystal fibres for supercontinuum generation with nonosecond pulses à 532 nm", *Optics Communications*, vol 281, n°3, p. 433-438, 2008
- [8] C. Farget, "Etude et réalisation d'un banc pré-industriel de fabrication de coupleurs à fibres par fusion-étirage", thèse, université de Saint-Etienne, 1997
- [9] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks, P. St. J. Russel, "Carbon dioxide laser fabrication of fused-fiber couplers and tapers", *Applied Optics*, vol 38, n° 33, p. 6845-6848, 1999
- [10] J. M. Ward, D. G. O'Shea, B. J. Shortt, M. J. Morrissey, K. Deasy, S. G. Nic Chormaic, "Heat-and-pull rig for fiber taper fabrication", *Review of Scientific Instruments*, vol 77, 083105, 2006
- [11] C. A. Villarruel, C. S. McDermitt, F. Buchottz, "Microstructure fibre array for RF photonic signal processing applications", *Electronics Letters*, vol 42, n°5, p. 271-273, 2006

CHAPITRE III.
COUPLAGE DIRECTIONNEL DANS
LES FIBRES OPTIQUES
MICROSTRUCTUREES A DEUX
CŒURS

Au début de ce travail doctoral, nous pensions proposer une toute autre solution pour réaliser la fonction sommation. Elle devait comprendre une Fibre optique Microstructurée Air/Silice (FMAS) multicœurs, le but étant d'avoir une propagation indépendante des signaux hyperfréquences dans chacun de ces cœurs. Les bruits d'homo/hétérodynage auraient été supprimés par séparation spatiale des champs optiques sur la photodiode. L'étude du couplage inter-cœurs était donc indispensable afin d'identifier la microstructure la plus adéquate au problème, celle qui permettait d'avoir à la fois une forte densité de cœurs et une bonne isolation entre eux ! Le temps n'a pas été perdu car des résultats intéressants sont issus de ce travail, notamment une nouvelle méthode de calcul des coefficients de couplage entre deux cœurs et une loi mathématique régissant l'évolution du couplage en fonction de la distance inter-cœurs.

Dans ce chapitre, nous donnons dans un premier temps les différentes théories sur lesquelles nous nous sommes basés pour développer notre modèle numérique. Ensuite nous décrivons notre méthode de calcul et la comparons aux techniques existantes. Un modèle simplifié adapté aux fibres microstructurées est finalement proposé.

Le couplage, qui représente le transfert d'énergie d'un cœur à un autre (Fig. 1), peut être décrit directement en termes de modes du guide composite. Ainsi, par exemple, le couplage entre une paire de fibres identiques se manifeste par les interférences, ou battements, de ces modes composites, appelés supermodes. Alternativement, la diaphotie (diaphonie pour la photonique) peut être vue comme le couplage entre modes se propageant le long de chaque fibre prise isolément : c'est la théorie des modes couplés. Ici le travail porte sur le coefficient de couplage C entre deux cœurs. Sa connaissance est essentielle car il constitue la brique de base à l'étude de systèmes plus complexes à cœurs multiples.

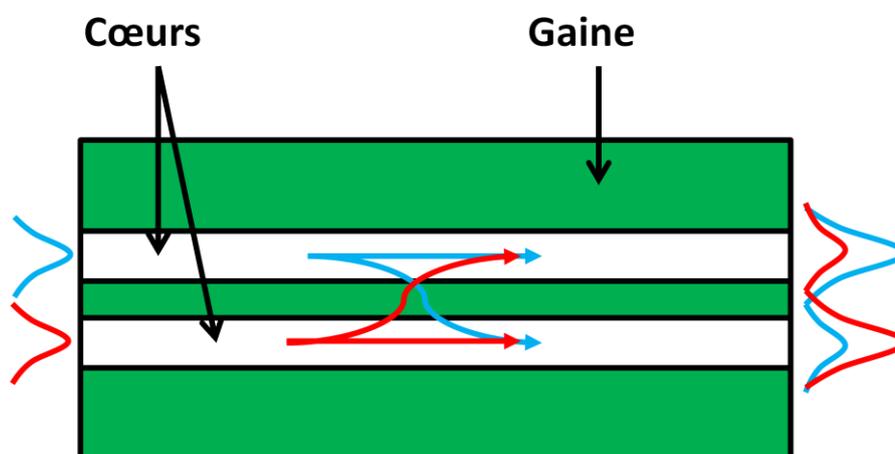


Figure III-1: Principe du phénomène de couplage dans une fibre optique à deux cœurs

A. Supermodes

Lorsque les champs modaux et les constantes de propagation sont connus pour un guide, on peut utiliser le théorème de réciprocité pour déterminer les champs modaux et les constantes de propagation de n'importe quel autre guide [1]. Le second guide est équivalent au premier avec une perturbation.

Soient \bar{E} , \bar{H} et $\bar{\beta}_q$ les champs (électrique et magnétique, respectivement) et constante de propagation connus du mode q du guide d'onde non perturbé avec un profil d'indice de réfraction \bar{n} et soient E , H et β_l les champs (électrique et magnétique, respectivement) et constante de propagation inconnus du mode l du guide perturbé avec un profil d'indice de réfraction n. Nous supposons que les modes de chaque guide ont des valeurs distinctes de $\bar{\beta}_q$ et β_l . Les notations utilisées pour les champs électromagnétiques sont vectorielles mais pour ne pas alourdir l'écriture, les flèches au dessus des lettres E et H ne sont pas représentées. On pose

$$\bar{E} = \bar{e}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \bar{H} = \bar{h}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \text{Eq. III-1}$$

$$E = E e^{j\beta_l z} \quad H = H e^{j\beta_l z} \quad \text{Eq. III-2}$$

En utilisant le théorème de réciprocité (sans aucune source), on démontre [1, 2] que

$$\beta_l = \bar{\beta}_q + k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA}{\int_{A_\infty} (E \times \bar{h}_q^* + \bar{e}_q^* \times H) \cdot \bar{z} dA} \quad \text{Eq. III-3}$$

Les deux guides ont une permittivité du vide ϵ_0 , une perméabilité du vide μ_0 et le premier est non absorbant, soit \bar{n} réel. k est le nombre d'onde dans le vide. A est la surface sur laquelle les intégrations des champs ont lieu. L'Eq. 3 s'écrit aussi

$$\beta_l = \bar{\beta}_q + C \quad \text{Eq. III-4}$$

avec

$$C = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA \quad \text{Eq. III-5}$$

et

$$N = \frac{1}{4} \int_{A_\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) dA \quad \text{Eq. III-6}$$

où l'indice t représente les composantes transversales des champs. C est le coefficient de couplage, en d'autres termes il donne une idée du recouvrement du mode du guide non perturbé avec celui du guide perturbé au niveau de la perturbation. N est un facteur de normalisation.

Considérons maintenant deux fibres parallèles identiques et bien séparées optiquement. La symétrie du guide composite dicte qu'il y a deux solutions fondamentales $E_{x/y}^+$ et $E_{x/y}^-$ (Fig. 2) à l'équation d'onde pour chacune des polarisations selon les axes x et y. Elles sont données approximativement par

$$E_{x/y}^+ = \bar{e}_{1,x/y} + \bar{e}_{2,x/y} \quad \text{Eq. III-7}$$

$$E_{x/y}^- = \bar{e}_{1,x/y} - \bar{e}_{2,x/y} \quad \text{Eq. III-8}$$

où $\bar{e}_{1,x/y}$ et $\bar{e}_{2,x/y}$ sont les solutions fondamentales selon les deux polarisations de chaque fibre isolée. $E_{x/y}^+$ est appelé le mode symétrique et $E_{x/y}^-$ le mode antisymétrique.

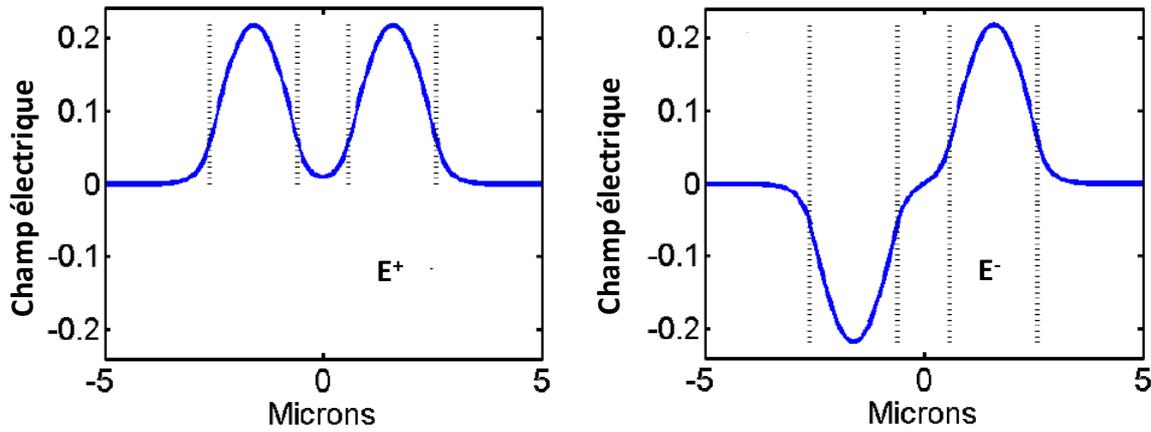


Figure III-2: Représentation de E^+ et E^- [3] dans une polarisation x ou y

Les constantes de propagation associées à $E_{x/y}^+$ et $E_{x/y}^-$ sont $\beta_{x/y}^+$ et $\beta_{x/y}^-$, respectivement, et $\bar{\beta}_{x/y}$ est la constante de propagation commune à $\bar{e}_{1,x/y}$ et $\bar{e}_{2,x/y}$, ce qui donne d'après l'Eq. 4 :

$$\beta_{x/y}^\pm = \bar{\beta}_{x/y} \pm C_{x/y} \quad \text{Eq. III-9}$$

Un champ quelconque polarisé x/y guidé dans la structure à deux cœurs peut être décomposé comme une combinaison linéaire des deux supermodes polarisés x/y, respectivement. Comme leurs constantes de propagation $\beta_{x/y}^+$, $\beta_{x/y}^-$ sont différentes, ils se propagent à des vitesses de phase différentes. Ces désaccords de phase induisent le long de la fibre une évolution globale de la répartition du champ qui peut être interprétée comme le couplage d'énergie entre les deux cœurs ou comme le battement spatial des deux supermodes correspondants. Les coefficients de couplage C_x , C_y sont déduits de l'Eq. 9 :

$$C_{x/y} = \frac{\beta_{x/y}^+ - \beta_{x/y}^-}{2} \quad \text{Eq. III-10}$$

B. Théorie des modes couplés

Soient \bar{E} , \bar{H} et $\bar{\beta}_q$ les champs et constante de propagation connus du mode q du guide d'onde non perturbé avec un profil d'indice de réfraction \bar{n} et soient E , H et β_l les champs et constante de propagation inconnus du mode l du guide perturbé avec un profil d'indice de réfraction n . Nous supposons que les modes de chaque guide ont des valeurs distinctes de $\bar{\beta}_q$ et β_l .

On pose

$$\bar{E} = \bar{e}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \bar{H} = \bar{h}_q e^{j\bar{\beta}_q z} \quad \text{Eq. III-1}$$

$$E = E e^{j\beta_l z} \quad H = H e^{j\beta_l z} \quad \text{Eq. III-2}$$

D'après le théorème de réciprocité (sans aucune source), on démontre [1, 2] que

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) e^{-j\bar{\beta}_q z} dA = jk \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* e^{-j\bar{\beta}_q z} dA \quad \text{Eq. III-11}$$

Grâce à la base des champs transverses \bar{e}_t et \bar{h}_t du système non perturbé, les champs transverses E_t et H_t du système perturbé sont donnés par :

$$E_t = \sum_l b_l(z) \bar{e}_{t,l} \quad H_t = \sum_l b_l(z) \bar{h}_{t,l} \quad \text{Eq. III-12}$$

Les $b_l(z)$ contiennent toutes les dépendances en z des modes guidés (amplitude et phase) :

$$b_l(z) = a_l(z) e^{j\beta_l z} \quad \text{Eq. III-13}$$

Les développements ci-dessus pour les champs E_t et H_t peuvent être utilisés dans la partie gauche de l'Eq. 11 parce que ce sont les champs de la fibre non perturbée en présence des sources de la partie droite de l'équation. Cependant, le développement dans la partie droite de l'Eq. 11 pour le champ E , au sein même de la perturbation, dépend de la nature de la perturbation, ce que nous discutons plus bas. On en déduit les équations des modes couplés [4] :

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = jk \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) E \cdot \bar{e}_q^* dA}{\int_{A_\infty} (E_t \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times H_t) dA} \quad \text{Eq. III-14}$$

Il reste à déterminer E . Nous considérons deux types de perturbations d'une fibre isolée uniforme sans perte, l'une faible et l'autre forte. Par faible perturbation, nous entendons que les modes du système perturbé sont approximativement les modes de la fibre isolée ; par exemple : une fibre légèrement à pertes ou irrégulière. Par forte perturbation, nous voulons dire que les modes du système perturbé sont approximativement les modes de la fibre uniforme partout sauf au niveau de la perturbation ; par exemple : deux fibres parallèles où l'une est considérée comme une perturbation de l'autre.

1. Faibles perturbations

Dans cette approximation, on peut dire que les champs de la fibre perturbée au niveau de la perturbation sont à peu près égaux aux champs de la fibre non perturbée. Alors le champ électrique transversal E_t s'écrit comme la somme des champs transverses de la fibre uniforme (Eq. 12). La composante E_z ne suit pas une décomposition aussi simple. A partir des équations de Maxwell, on montre que (à condition que le profil d'indice $n(x,y,z)$ soit continu partout) :

$$E_z = \frac{\bar{n}^2}{n^2} \sum_l b_l(z) \bar{e}_{z,l} \quad H_z = \sum_l b_l(z) \bar{h}_{z,l} \quad \text{Eq. III-15}$$

En écrivant $E=E_t+E_z$ dans le numérateur de l'Eq. 14, on obtient

$$\frac{db_q}{dz} - j\bar{\beta}_q b_q = j \sum_l C_{ql} b_l \quad \text{Eq. III-16}$$

où

$$C_{ql} = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}^2) (\bar{e}_{t,q}^* \cdot \bar{e}_{t,l} + \frac{\bar{n}^2}{n^2} \bar{e}_{z,q}^* \cdot \bar{e}_{z,l}) dA \quad \text{Eq. III-17}$$

$$N = \frac{1}{4} \int_{A_\infty} (\bar{e}_{t,l} \times \bar{h}_{t,q}^* + \bar{e}_{t,q}^* \times \bar{h}_{t,l}) dA \quad \text{Eq. III-18}$$

Les équations couplées dérivées ci-dessus (Eq. 16) sont une restitution exacte des équations de Maxwell pour les guides d'onde avec des profils d'indice continus. Cette restriction vient du fait que nous avons utilisé un développement pour E_z à partir de H_t . Cependant ce système d'équations est trop compliqué pour être résolu car les indices q et l s'étendent sur tous les modes (discrets et continus). Cette analyse devient intéressante lorsque peu de modes sont mis en jeu.

2. Fortes perturbations (cas de deux fibres parallèles)

Cette fois, les champs du système perturbé sont complètement différents de ceux du système non perturbé. Une solution serait de développer E sur l'ensemble des \bar{e}_l des modes guidés et radiatifs de la fibre non perturbée et cette méthode conduirait, bien sûr, à l'ensemble des équations couplées dérivées ci-dessus (Eq. 16). L'inconvénient de cette description est que chaque mode de la première fibre est une pauvre approximation du champ dans la seconde (fibre perturbée). Par conséquent un grand nombre de modes est requis pour plus de précision et l'ensemble des équations couplées est alors intraitable.

C'est pourquoi nous appliquons un autre développement modal pour E qui implique les modes des fibres en question. Il est intuitif de dire que les champs du guide composite sont bien approchés par une combinaison linéaire des champs de chaque fibre prise isolément, si les deux fibres sont optiquement bien séparées (Fig. 3). Ainsi, le développement ne se fait plus sur une multitude de modes mais seulement sur deux et le problème devient alors soluble. Il faut toutefois noter que si une fibre est dans une région où le champ de l'autre fibre est vraiment faible, les développements mathématiques faits dans le cas des faibles perturbations peuvent s'appliquer.

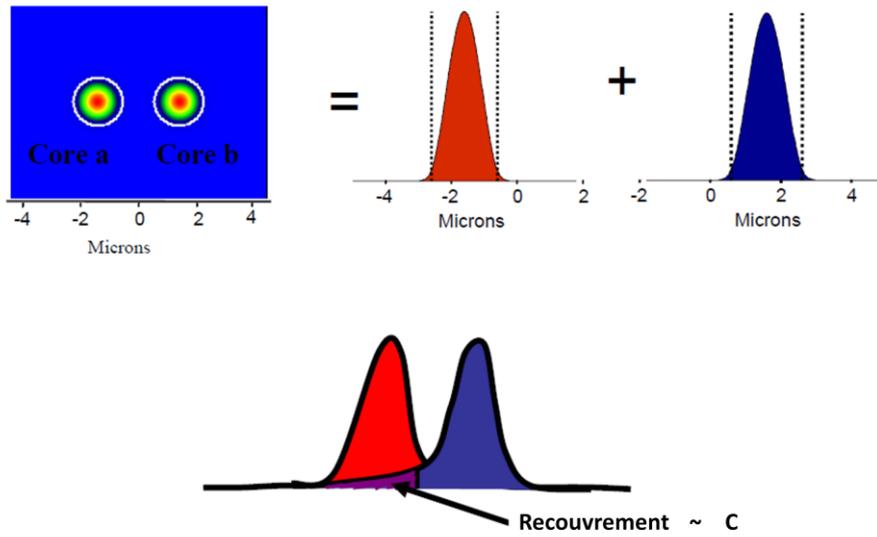


Figure III-3: Décomposition d'un mode du guide composite en la somme des modes des guides isolés [3]

La décomposition modale de E pour deux fibres parallèles identiques s'écrit donc

$$E = \bar{e}_1 + \bar{e}_2 \quad \text{Eq. III-19}$$

La substitution de l'Eq. 19 dans l'Eq. 14 donne une première équation couplée. La seconde équation est obtenue similairement en traitant la première fibre comme une perturbation de la seconde, soit

$$\frac{db_1}{dz} - j\bar{\beta}_1 b_1 = j \sum_{l=1,2} C_{1l} b_l \quad \text{Eq. III-20}$$

$$\frac{db_2}{dz} - j\bar{\beta}_2 b_2 = j \sum_{l=1,2} C_{2l} b_l \quad \text{Eq. III-21}$$

où

$$C_{ql} = \frac{1}{4(N_q N_l)^{1/2}} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} (n^2 - \bar{n}_q^2) (\bar{e}_q^* \cdot \bar{e}_l) dA \quad \text{Eq. III-22}$$

$$N_q = \frac{1}{2} \int_{A_\infty} (\bar{e}_q \times \bar{h}_q^*) \cdot \bar{z} dA \quad \text{Eq. III-23}$$

q=1, 2 et l=1, 2.

Comme $(n^2 - \bar{n}_q^2)$ est non nul seulement au niveau de la perturbation, C_{11} et C_{22} sont négligeables devant C_{12} et C_{21} . Les Eq. 22 et 23 peuvent donc se simplifier en prenant $q \neq 1$. Si les deux fibres sont identiques ou presque identiques alors $C_{12} \approx C_{21} \approx C$. On en déduit les amplitudes modales dans chaque cœur :

$$b_1(z) = \left(b_1(0) \cos\left(\frac{C}{F} z\right) + jF \left(b_2(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} b_1(0) \right) \sin\left(\frac{C}{F} z\right) \right) e^{j\beta_a z} \quad \text{Eq. III-24}$$

$$b_2(z) = \left(b_2(0) \cos\left(\frac{C}{F} z\right) + jF \left(b_1(0) - \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} b_2(0) \right) \sin\left(\frac{C}{F} z\right) \right) e^{j\beta_a z} \quad \text{Eq. III-25}$$

où β_a est la moyenne des deux constantes de propagation des modes de chaque fibre isolée

$$\beta_a = \frac{\bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2}{2} \quad \text{Eq. III-26}$$

et

$$F = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{2C} \right)^2} \right)^{-1} \quad \text{Eq. III-27}$$

La puissance vaut donc

$$P_1(z) = |b_1(z)|^2 = P_1(0) + F^2 \left(P_2(0) - P_1(0) + \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{C} (P_1(0)P_2(0))^{1/2} \right) \sin^2\left(\frac{C}{F} z\right) \quad \text{Eq. III-28}$$

$$P_2(z) = |b_2(z)|^2 = P_2(0) + F^2 \left(P_1(0) - P_2(0) - \frac{\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2}{C} (P_1(0)P_2(0))^{1/2} \right) \sin^2\left(\frac{C}{F} z\right) \quad \text{Eq. III-29}$$

Si les conditions initiales sont telles que $P_1(0)=1$ et $P_2(0)=0$ (injection dans un seul cœur) alors

$$P_1(z) = 1 - F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F} z\right) \quad \text{Eq. III-30}$$

$$P_2(z) = F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F} z\right) \quad \text{Eq. III-31}$$

Les équations ci-dessus montrent qu'une fraction F^2 de l'énergie totale transite d'une fibre à l'autre sur une longueur dite longueur de couplage donnée par

$$L_c = \pi \frac{F}{2C} \quad \text{Eq. III-32}$$

Cette efficacité de transfert F^2 n'est significative que pour des fibres virtuellement identiques car C est très petit devant $\bar{\beta}_1$ ou $\bar{\beta}_2$ (Eq. 27). Lorsque les deux fibres sont légèrement différentes (indice de réfraction ou rayon de cœur), les constantes de propagation des modes fondamentaux ne sont plus égales. Ce changement minuscule a un effet négligeable sur la distribution des champs et donc sur le coefficient de couplage C , par contre il affecte grandement la fraction de puissance totale F^2 transférée entre les deux fibres. Pour exemple, une variation de 1% du rayon de cœur de l'une des deux fibres fait chuter F^2 de 100% à 10% [5].

C. Calculs numériques des coefficients de couplage

Après l'étude menée ci-dessus sur les théories régissant le couplage entre cœurs et la lecture de la bibliographie associée, j'ai remarqué que personne n'avait appliqué la théorie des modes couplés à une fibre optique microstructurée air/silice à deux cœurs sans passer par le modèle de la fibre équivalente. J'ai alors tenté de traduire directement les équations vues précédemment au cas particulier des FMAS. Cette démarche a permis de développer une nouvelle approche de calcul des coefficients de couplage [6].

1. Fibre optique microstructurée

La première FMAS (Fig. 4), initialement conçue pour que le cristal photonique constituant sa gaine optique présente une bande interdite photonique autour de $1,5 \mu\text{m}$, est réalisée en 1996 par l'équipe de J. C. Knight [7]. Cependant, cette fibre n'a pas permis l'observation de ce phénomène. La lumière n'est pas guidée par résonance transverse en particulier parce que la proportion d'air dans le cristal photonique n'est pas suffisante pour obtenir une bande interdite photonique à ces longueurs d'onde. Pourtant la lumière est guidée dans le cœur en silice pure dans le visible et le proche infrarouge.

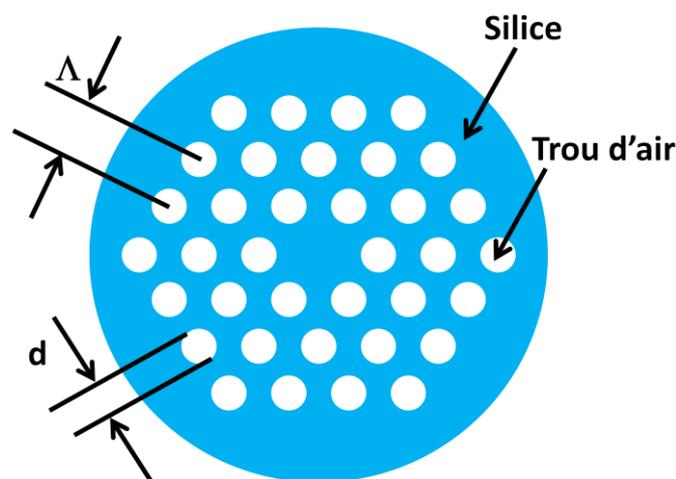


Figure III-4: Profil d'indice de réfraction d'une FMAS

La propagation de la lumière est rendue possible grâce à la gaine photonique composée de trous d'air dans de la silice. Son indice de réfraction moyen est alors inférieur à celui du cœur constitué de silice pure, c'est le modèle de la fibre équivalente [8]. Ce principe de propagation est donc basé sur un guidage par l'indice comme dans une fibre optique standard mais confère au mode guidé des propriétés nouvelles [8, 9]. Pour cette raison, il est souvent appelé réflexion totale interne modifiée. Dans ce cas, la terminologie de «Fibre à Cristal Photonique» (FCP) est communément remplacée par celle de «Fibre Microstructurée Air/Silice» (FMAS) qui est plus générale ou par celle de «fibre à trous».

La flexibilité des procédés de fabrication ouvre ensuite la porte à des structures multicœurs [10, 11]. Lors de la réalisation des FMAS, un capillaire est remplacé par un barreau de silice donnant un cœur au lieu d'un trou d'air après étirage. D. M. Taylor *et al* ont réalisé une fibre optique microstructurée multicœurs avec 1150 canaux par mm^2 (Fig. 5, [12]).

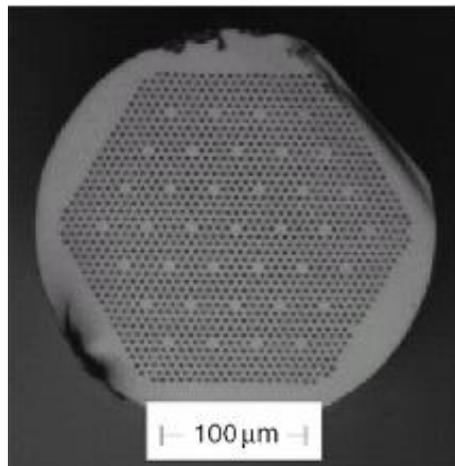


Figure III-5: FMAS multicœurs [12]

La connaissance du coefficient de couplage inter-cœurs est essentielle dans de nombreuses applications où de forts couplages sont recherchés (coupleurs directionnels [13], dé/multiplexeurs en longueurs d'onde [14], séparateurs de polarisation [13]) ou à l'inverse lorsque des cœurs découplés sont visés [12, 15].

2. Description de la méthode inventée

a) Géométries étudiées

Considérons une fibre optique microstructurée air/silice à deux cœurs décrite par ses deux principaux paramètres géométriques: le diamètre d des trous d'air et le pas Λ les séparant.

Plusieurs arrangements des trous d'air sont possibles. Ils peuvent être organisés selon une maille triangulaire ou rectangulaire. Par ailleurs, au sein de chacun de ces arrangements, les deux cœurs peuvent être séparés par un ou plusieurs trous d'air (géométrie 1, Fig. 6 a) et Fig. 7 a)) ou par un ou plusieurs ponts de silice (géométrie 2, Fig. 6 b) et Fig. 7 b)). La distance inter-cœurs S est alors donnée par $S=m\Lambda$ avec $m \geq 2$ pour la géométrie 1 quel que soit le type de maille et $S=2m\Lambda \cos(\pi/6)$ ou $S=2m\Lambda \cos(\pi/4)$ avec $m \geq 1$ pour la géométrie 2 selon que la maille soit triangulaire ou rectangulaire, respectivement. m est un entier représentant la position relative du second cœur situé à la place du trou d'air h_m .

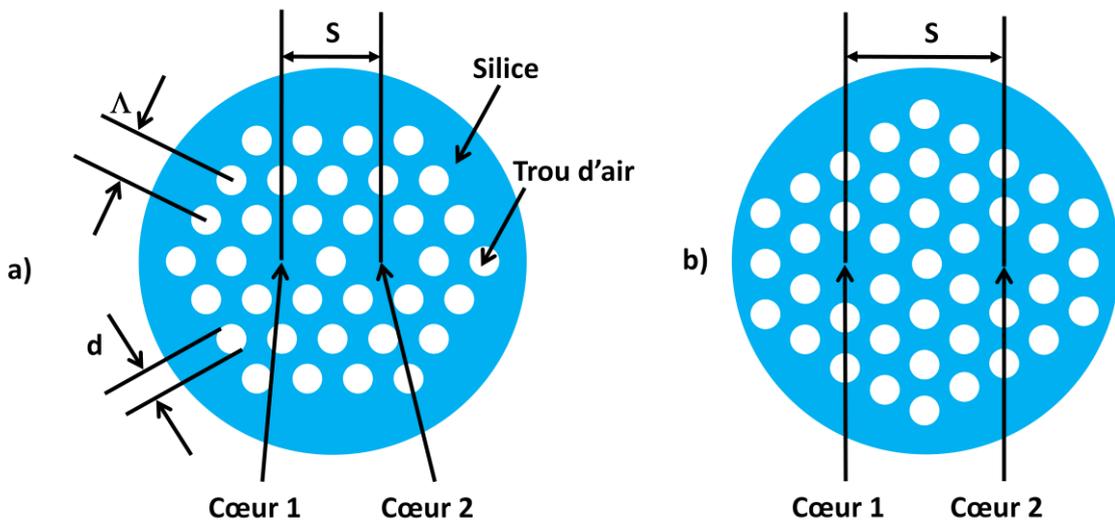


Figure III-6: Description d'une FMAS à deux cœurs à maille triangulaire selon les deux géométries ($m=2$). a) géométrie 1. b) géométrie 2

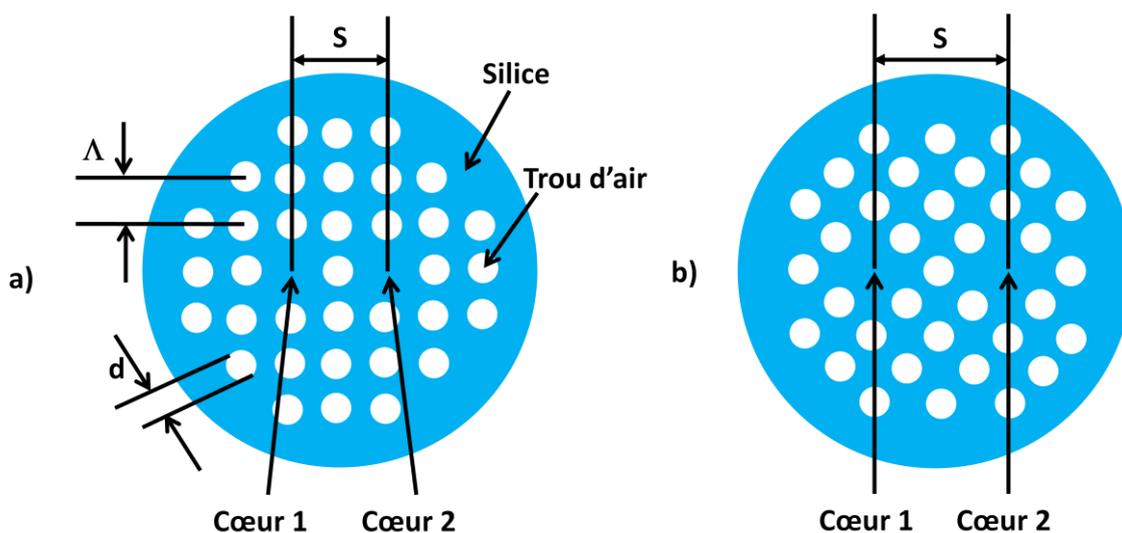


Figure III-7: Description d'une FMAS à deux cœurs à maille rectangulaire selon les deux géométries ($m=2$). a) géométrie 1. b) géométrie 2

b) Mon modèle

Mon modèle repose sur la Théorie des Modes Couplés (TMC) qui voit une FMAS à deux cœurs, fibre perturbée, comme la somme d'une FMAS à un cœur, fibre non perturbée, et d'une perturbation qui prend la forme d'un barreau de silice remplissant le trou d'air h_m et constituant ainsi le deuxième cœur (Fig. 8).

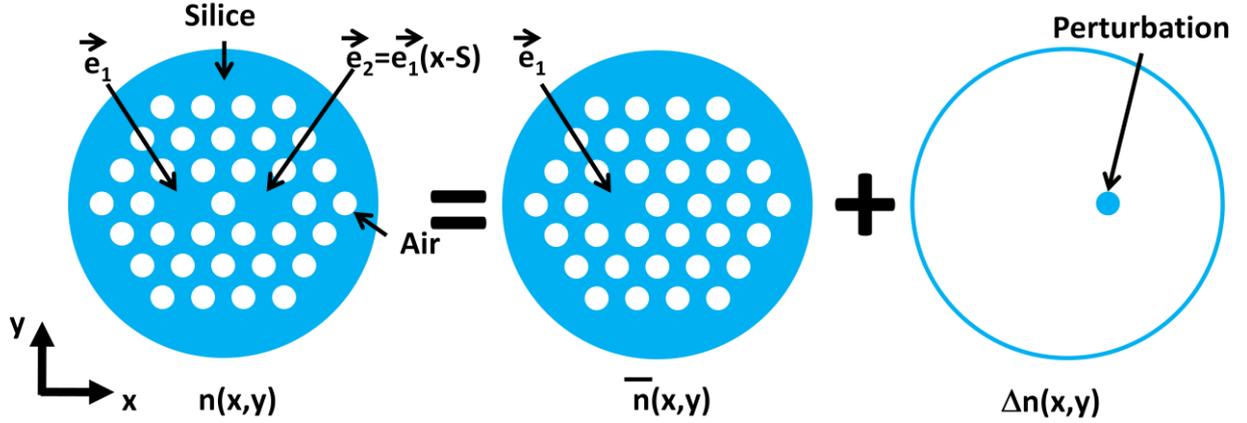


Figure III-8: Représentation d'une FMAS à deux cœurs par la théorie des modes couplés (maille triangulaire, géométrie 1, $m=2$)

Soient $\vec{e}_1(x, y)$ et $\vec{e}_2(x, y)$ les champs électriques transversaux d'une fibre FMAS à un cœur. Alors $\vec{e}_2(x, y)$ dans la FMAS à deux cœurs est une simple translation de $\vec{e}_1(x, y)$ de la distance inter-cœurs S soit $\vec{e}_2(x, y) = \vec{e}_1(x - S, y)$. En remplaçant cette égalité dans l'Eq. 22

$$C = \frac{1}{4(N_1 N_2)^{1/2}} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} (n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)) (\vec{e}_1^*(x, y) \cdot \vec{e}_2(x, y)) dA \quad \text{Eq. III-22}$$

on obtient

$$C = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \Delta n^2(x, y) \int_{h_m} (\vec{e}_1^*(x, y) \cdot \vec{e}_1(x - S, y)) dA \quad \text{Eq. III-33}$$

où N est le facteur de normalisation commun à $\vec{e}_1(x, y)$ et $\vec{e}_2(x, y)$. $\Delta n^2(x, y) = n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)$ est non nul et constant seulement au niveau de la perturbation qui est le trou d'air h_m rempli d'un barreau de silice.

Il en résulte que la détermination de C nécessite seulement de connaître la distribution du champ $\vec{e}_1(x, y)$ et de calculer l'intégrale sur le trou d'air h_m en considération. La Fig. 9 est obtenue à partir d'un logiciel basé sur la Méthode des Eléments Finis (MEF) [16]. Elle donne la répartition spatiale du mode fondamental $\vec{e}_1(x, y)$ évoluant dans une FMAS à un cœur. Elle met en avant les zones d'intérêt pour le calcul de l'Eq. 33.

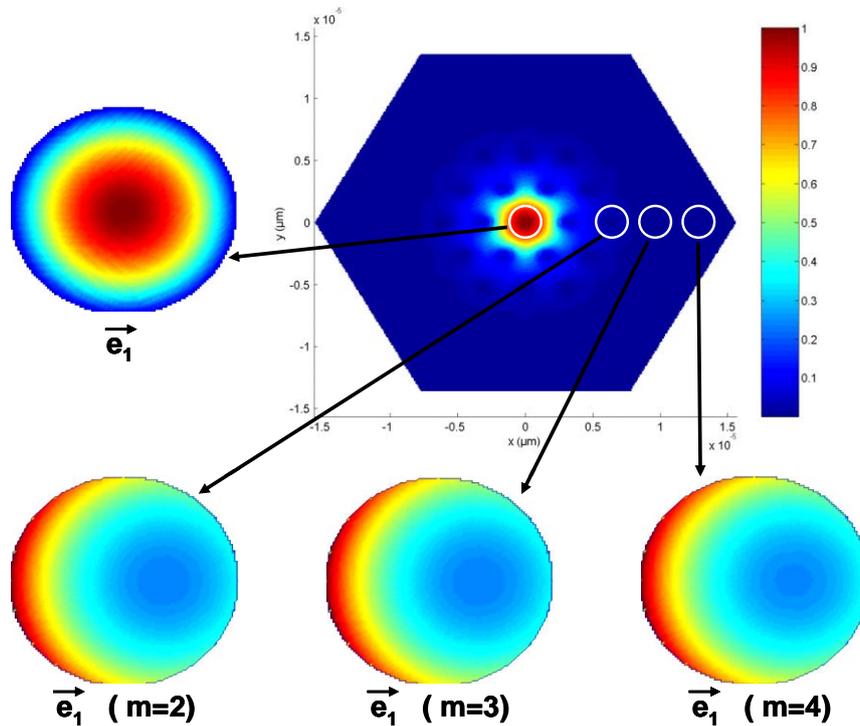


Figure III-9: Champ électrique d'une FMAS à un cœur (maille triangulaire, géométrie 1, polarisation x). Zoom des régions intéressantes pour le calcul de C (bien sûr les amplitudes du champ dans les différents trous d'air, $m=2, 3, 4$, ne sont pas les mêmes, l'échelle de couleur étant normalisée pour le confort visuel)

Un tel calcul est rapide et peu gourmand en ressources informatiques. Le principal avantage de ce modèle est que le temps de calcul est indépendant de C, ce qui n'est pas le cas de la méthode du faisceau propagé (BPM). Cette dernière est d'autant plus lente que la longueur de couplage, qui est inversement proportionnelle à C (Eq. 32), est grande. Cependant, une limite supérieure existe car cette méthode est basée sur l'hypothèse que le champ d'une FMAS à deux cœurs peut être décomposé comme étant la somme des deux modes évoluant dans des FMAS à un cœur indépendantes. Hypothèse qui devient incorrecte dans le cas de forts couplages.

En utilisant cette approche, il est facile d'évaluer les coefficients de couplage dans les FMAS à deux cœurs pour chaque maille, chaque géométrie et les deux états de polarisation. En exemple, nous donnons l'évolution de C dans une FMAS avec une maille triangulaire et $\Lambda=4 \mu\text{m}$ en fonction du rapport d/Λ (Fig. 10) pour les deux géométries. La longueur d'onde de travail est $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. La tendance des courbes calculées par le nouveau modèle s'accorde bien avec celle des courbes issues de la littérature [3] et présentées en insert. Une comparaison plus précise est faite dans la partie suivante.

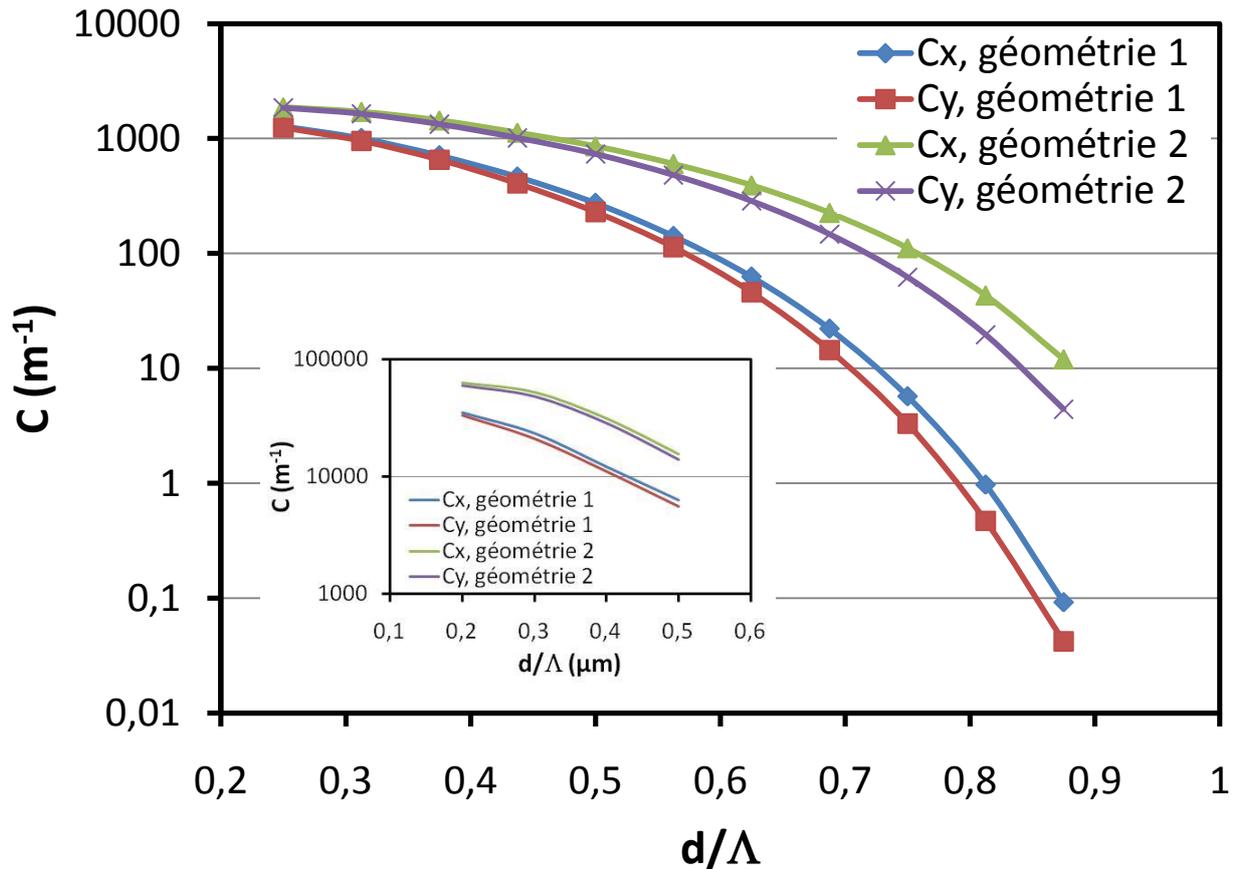


Figure III-10: C en fonction du rapport d/Λ pour les différentes géométries (maille triangulaire, $m=2$ pour la géométrie 1, $m=1$ pour la géométrie 2, $\Lambda=4 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$). Insert : reproduction des résultats pour C de la référence [3] ($\Lambda=1,5 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$)

On remarque que la géométrie 2 est plus sensible au couplage que la géométrie 1 en raison de la plus grande facilité du champ à traverser des ponts de silice plutôt que des trous d'air. Les distributions des champs étant différentes selon les polarisations, dues aux conditions aux interfaces air/silice, les coefficients de couplage C_x et C_y ne sont pas égaux et divergent d'autant plus que le rapport d/Λ est grand.

Lorsque de faibles longueurs de couplage sont désirées, le meilleur choix sera celui d'une fibre microstructurée de géométrie 2 avec des trous d'air petits et proches. Parce que la motivation de fabriquer des coupleurs et des séparateurs toujours plus petits est d'actualité, de forts coefficients de couplage sont recherchés pour ces applications. Au contraire, les endoscopes, les interconnexions optiques et les capteurs ont besoin de grandes longueurs de couplage afin d'éviter l'échange d'informations entre cœurs qui dégraderait les performances de ce type d'appareils. Alors la géométrie 1 et de grands trous d'air seront préférés.

Les structures montrées Fig. 6 et 7 exhibent une légère différence entre les coefficients de couplage selon la polarisation x ou y (Fig. 10). Cette différence peut être augmentée en introduisant une biréfringence structurelle au niveau des cœurs. Pour cela, la taille des trous d'air encerclant les cœurs est ajustée pour donner lieu à une discrimination accrue des longueurs de couplage des deux polarisations.

La Fig. 11 compare les coefficients de couplage en fonction de l'arrangement des trous d'air. Pour des paramètres identiques, les coefficients de couplage sont plus élevés pour la maille rectangulaire que pour la maille triangulaire, la forme des modes guidés étant complètement différente d'une matrice à l'autre.

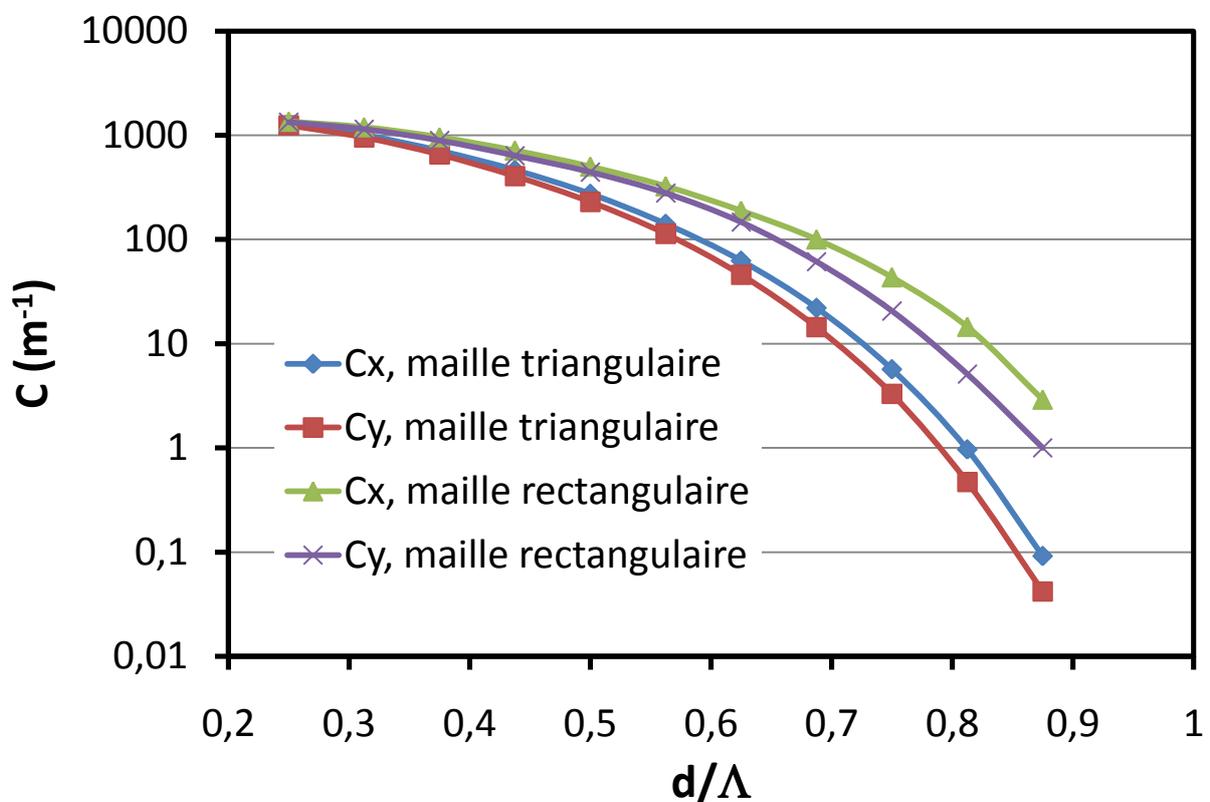


Figure III-11: C en fonction du rapport d/Λ pour les différentes mailles (géométrie 1, $m=1$, $\Lambda=4 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$)

La Fig. 12 présente l'influence des positions relatives des cœurs sur les coefficients de couplage. Comme on pouvait l'attendre, C diminue avec l'augmentation de la distance inter-cœurs S. Les calculs peuvent être faits sur plus de 12 décades grâce à la précision et à la dynamique de la MEF. Plus l'espacement entre les cœurs est grand, plus l'écart entre les coefficients de couplage C_x et C_y est important.

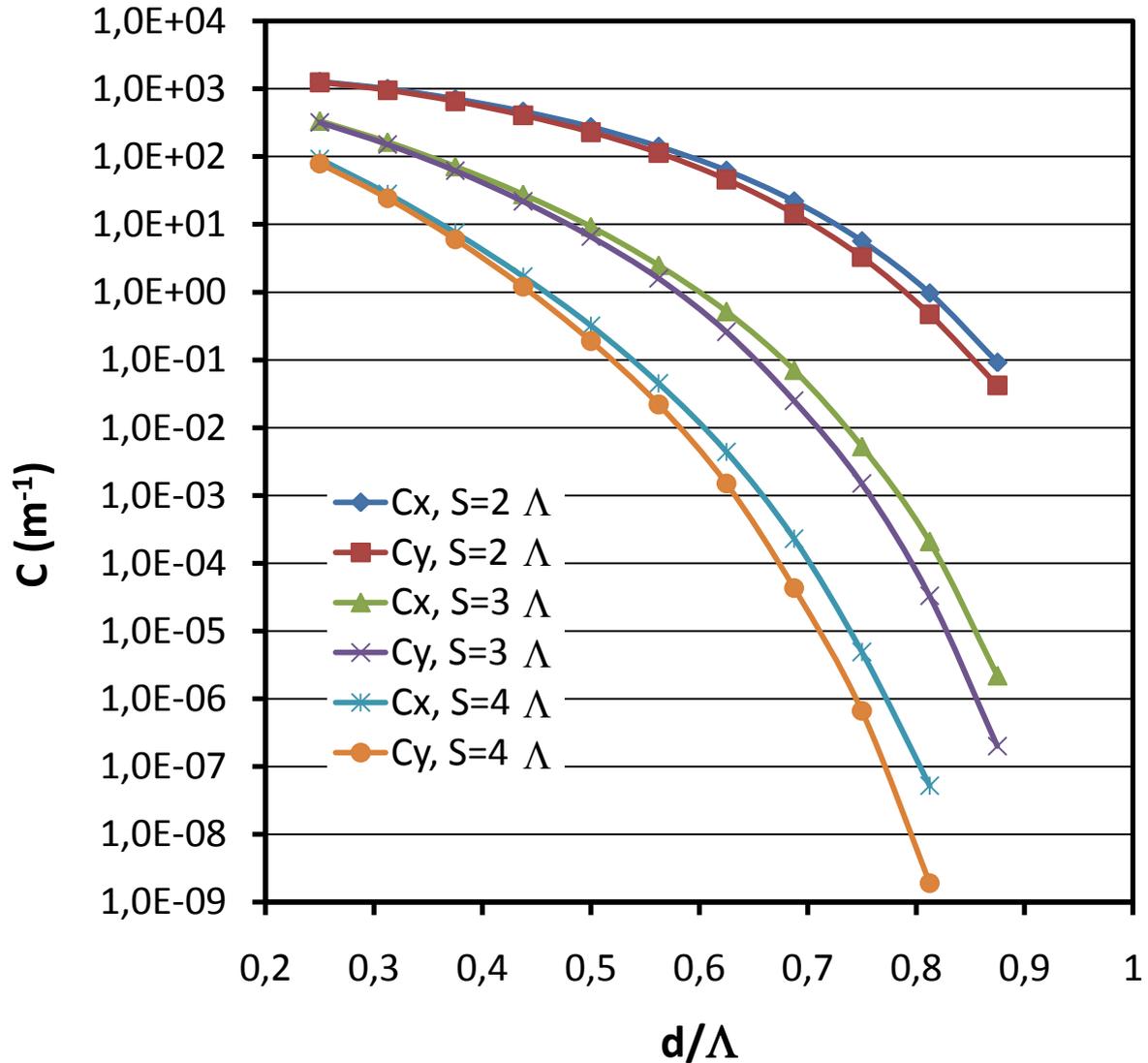


Figure III-12: C en fonction du rapport d/Λ pour différentes séparations S des cœurs (maille triangulaire, géométrie 1, $\Lambda=4 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$)

3. Comparaison des différentes méthodes de calcul des coefficients de couplage

Nous décrivons ici succinctement trois autres méthodes qui sont couramment utilisées pour calculer les coefficients de couplage dans les FMAS à deux cœurs. Il s'agit de la méthode des supermodes [15], de la méthode du faisceau propagé [17] et de la méthode de la fibre équivalente [18].

a) Méthode des SuperModes (MSM)

C est facilement obtenu d'après l'Eq. 10 :

$$C_{x/y} = \frac{\beta_{x/y}^+ - \beta_{x/y}^-}{2} \quad \text{Eq. III-10}$$

où les constantes de propagation des supermodes en question sont les valeurs propres d'une FMAS à deux cœurs issus de n'importe quel logiciel de simulation, qu'il soit basé sur la MEF (Fig. 13, [16]), sur la Méthode des Différences Finies (MDF) ou sur la Méthode Multipôles (MM) [19].

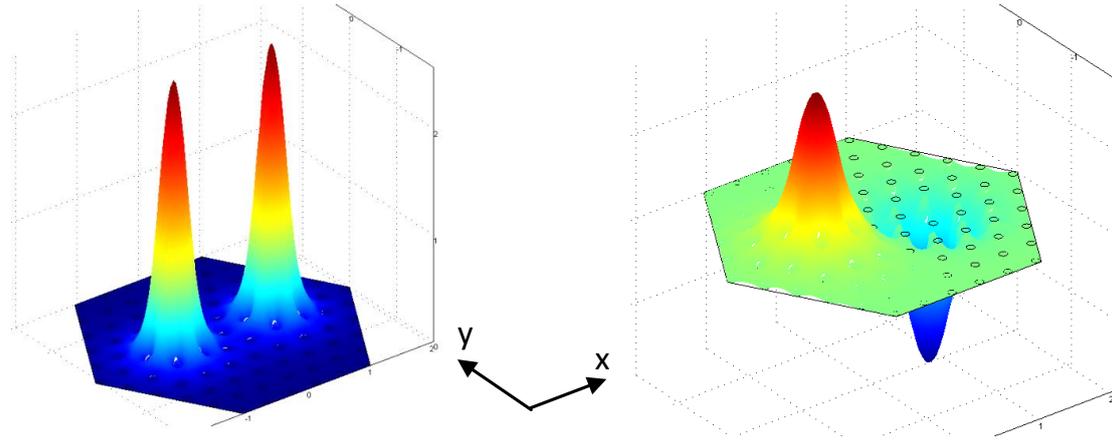


Figure III-13: Supermodes symétrique et antisymétrique d'une FMAS à deux cœurs polarisés suivant x (maille triangulaire, géométrie 1, m=2)

b) Méthode du faisceau propagé (BPM)

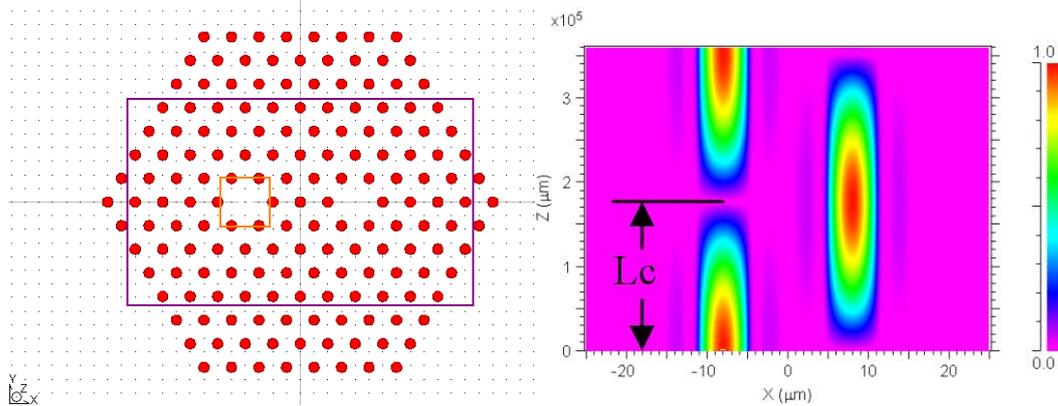


Figure III-14: Profil d'indice de réfraction simulé et résultats associés de la BPM scalaire. Représentation de l'échange d'énergie dans une FMAS à deux cœurs (maille triangulaire, géométrie 1, m=4)

Un moyen simple d'étudier les phénomènes de couplage dans les fibres multicœurs est la méthode du faisceau propagé. En effet, cet outil puissant simule la propagation d'un champ électromagnétique dans n'importe quelle structure (Fig. 14). Ici, nous avons utilisé un logiciel commercial (BeamProp) basé sur la méthode des différences finies. Les simulations peuvent être effectuées en mode scalaire, en mode semi-vectériel ou vectoriel.

Pour deux cœurs identiques, le coefficient de couplage est déduit de la longueur de couplage L_c (Fig. 14) d'après l'Eq. 32 :

$$C_{x/y} = \frac{\pi}{2Lc_{x/y}} \quad \text{Eq. III-32}$$

c) Méthode de la Fibre Equivalente (MFE)

Cette technique consiste, dans un premier temps, à approcher une FMAS par une fibre à saut d'indice équivalente (Fig. 15) en s'appuyant sur la méthode de l'indice effectif amélioré [20]. En d'autres termes, les deux cœurs de la fibre équivalente sont constitués de silice pure (n_{silice}) alors que l'indice de la gaine est l'indice effectif du mode fondamental de la gaine microstructurée de la FMAS supposée infinie (n_{FSM}). Ensuite, les champs sont calculés de manière analytique ou numérique et l'Eq. 22 de la théorie des modes couplés est alors appliquée à la fibre équivalente.

$$C = \frac{1}{4(N_1 N_2)^{1/2}} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} (n^2(x, y) - \bar{n}^2(x, y)) \int_{2^{\text{ième}} \text{ coeur}} (\vec{e}_1^* \cdot \vec{e}_2) dA \quad \text{Eq. III-22}$$

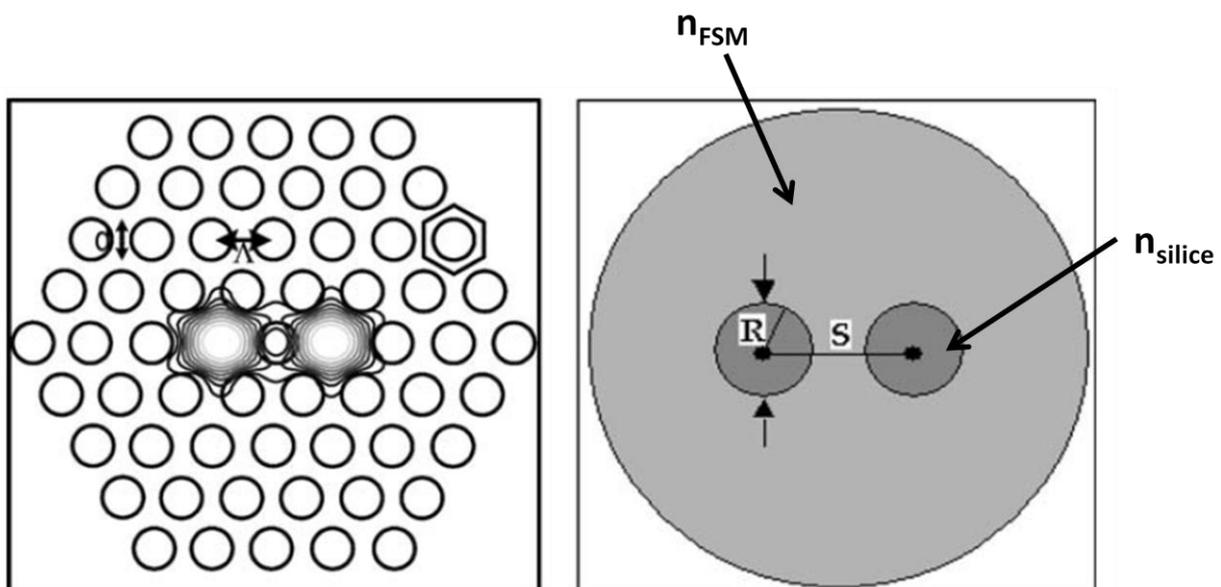


Figure III-15: FMAS à deux cœurs et son modèle équivalent [18]

d) Comparaison

Afin de comparer les différentes méthodes entre elles, nous calculons les coefficients de couplage pour une FMAS à maille triangulaire, dans la géométrie 1 (Fig. 6.a), avec un pas de $4 \mu\text{m}$. Les cœurs sont séparés par un seul trou d'air. Les simulations sont réalisées à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ pour un champ polarisé suivant x (Tableau 1).

Tableau III-1: Comparaison des différentes méthodes de calcul de C (maille triangulaire, géométrie 1, $m=2$, $\Lambda=4 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, polarisation x)

	TMC	MSM	BPM scalaire	BPM semi- vectorielle	BPM vectorielle	MFE [18]
d/Λ	$C_x (\text{m}^{-1})$					
0,25	1282	1270	1279	1254	1256	5500
0,375	671	665	749	655	654	3000
0,5	257	249	284	246	245	1100
0,625	60	56	69	56	56	270
Temps de calcul (s)	20	28	540 à 12000 (lié à C)	1000 à 22000 (lié à C)	2700 à 60000 (lié à C)	
Maillage	40000 éléments	60000 éléments	dx=dy=50 nm, dz=0,8 μm			
Mémoire utilisée (MB)	180	200	60	70	85	

D'une manière générale, les résultats issus de mon modèle, de la méthode des supermodes et des méthodes du faisceau propagé vectorielles sont proches. Les valeurs ne s'écartent que de 5%. Les différences sont dues aux maillages, triangulaire pour la TMC et la MSM et rectangulaire pour les BPMs. La BPM vectorielle est équivalente à la BPM semi-vectorielle mais demande beaucoup plus de ressources informatiques. A cause du fort contraste d'indice aux interfaces air/silice, la BPM scalaire est moins adaptée à l'étude des FMAS ($\approx 12\%$ d'erreur). La MFE donne une estimation grossière des coefficients de couplage en raison de l'approximation FMAS-fibre équivalente. La distribution des champs de la fibre à saut d'indice est différente de celle de la fibre microstructurée, notamment au sein même d'un trou. La TMC diverge plus de la MSM et des BPMs vectorielles lorsque C est élevé. Ceci est dû à l'hypothèse de forte isolation optique entre les cœurs sur laquelle repose le modèle et qui devient de moins en moins vraie plus C augmente.

En ce qui concerne les ressources informatiques, les espaces mémoires alloués par chaque programme sont raisonnablement faibles. Cependant, le temps de calcul de la BPM est beaucoup plus long et dépend de la longueur de couplage qui est inversement proportionnelle à C .

Maintenant nous décidons de comparer les quatre méthodes lorsque le couplage devient vraiment faible. Les résultats sont présentés Fig. 16 et sont issus de la même FMAS que précédemment mais cette fois les deux cœurs sont séparés par trois trous d'air.

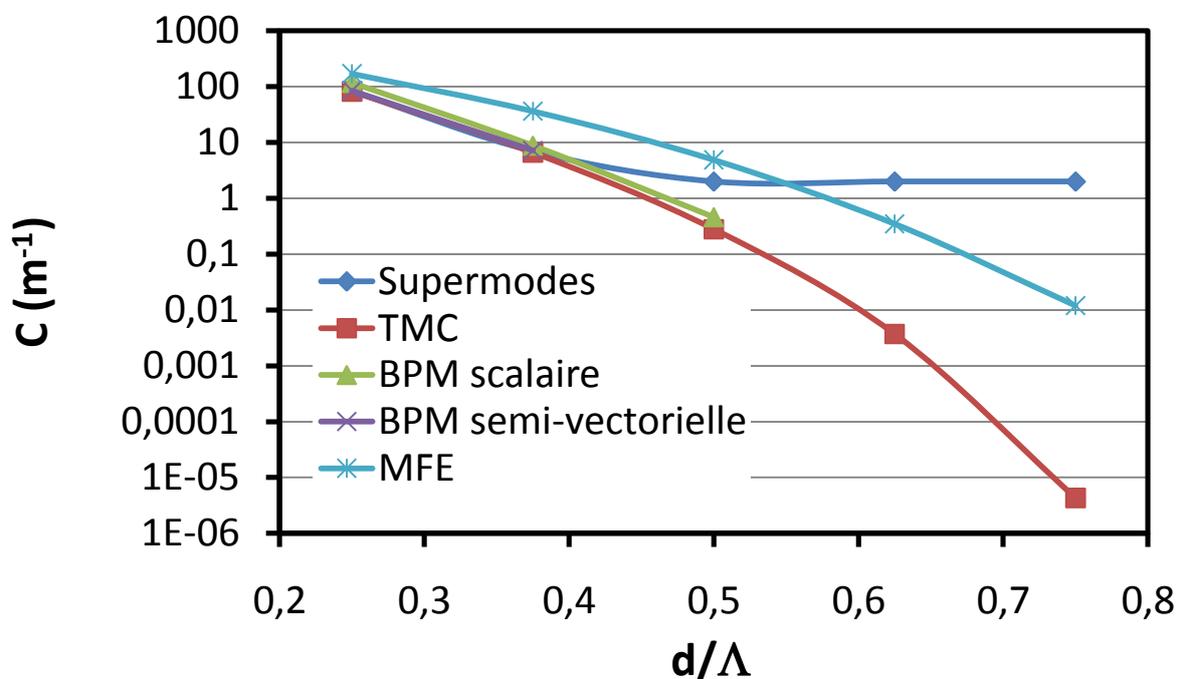


Figure III-16: Comparaison des différentes méthodes de calcul de C (maille triangulaire, géométrie 1, $m=4$, $\Lambda=4 \mu\text{m}$, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, polarisation x)

Les mêmes conclusions que celles du Tableau 1 peuvent être tirées de la Fig. 16. Cependant, une limitation apparaît pour la MSM. Il devient, en effet, difficile de descendre en dessous d'une certaine valeur de C à cause du manque de précision de la MEF dans la détermination des constantes de propagation. De plus, il doit être noté que lorsqu'un guide à deux cœurs est considéré, le maillage peut rendre les cœurs asymétriques. Alors, le transfert d'énergie n'est plus de 100% entre les deux cœurs et C doit être calculé à partir de formules plus complexes [1] mettant en jeu les constantes de propagation des cœurs pris individuellement. Cette contrainte est d'autant plus marquée que C est petit. Le problème est évité par la TMC car un seul et unique cœur est simulé. Seuls quelques points sont tracés pour les BPMs car les calculs sont très longs (plusieurs jours).

D. Modèle simplifié

Le désir d'atteindre de très faibles coefficients de couplage [12, 15] passe par l'augmentation du rapport d/Λ ou du nombre de trous d'air séparant les cœurs, voire encore les deux. Dans tous les cas, la simulation nécessitera un maillage plus important imposant de choisir entre précision et temps de calcul lorsque celui-ci reste encore possible. Pour dépasser ces difficultés, nous avons développé un modèle simplifié basé sur une FMAS où les cœurs sont uniquement séparés par un seul trou d'air : une structure facile à simuler, précise et économique du point de vue des ressources informatiques.

Par la suite, nous détaillons ce modèle simplifié pour une FMAS à maille triangulaire dans la géométrie 1 avec une polarisation du champ suivant x , mais les mêmes déductions peuvent être faites pour les autres configurations possibles. La longueur d'onde est de $1,55 \mu\text{m}$.

Tableau III-2: Intégrales de recouvrement des champs présents dans les trous d'air en fonction de leur position m dans la gaine microstructurée

m	1	2	3	4
1	1	0,99	0,98	0,95
2	0,99	1	0,99	0,98
3	0,98	0,99	1	0,99
4	0,95	0,98	0,99	1

L'analyse du champ électrique dans les différents trous d'air le long de l'axe x montre deux propriétés intéressantes :

- ✓ les distributions du champ $\vec{e}_1(x, y)$ dans ces trous d'air sont identiques (voir Fig. 9). Cette observation est confirmée par l'intégrale de recouvrement du champ électrique présent dans les différents trous d'air (Tableau 2) qui est proche de l'unité
- ✓ le rapport γ entre l'amplitude en un point du champ $\vec{e}_1(x, y) :_m$ dans un trou particulier h_m et celle au même point dans le trou suivant h_{m+1} , $\vec{e}_1(x, y) :_{m+1}$, est constant quel que soit le trou considéré dans le domaine d'étude ($m=1$ à 4). Ceci est expliqué par le fait que les fibres microstructurées guident la lumière par réflexion totale interne modifiée et par conséquent, le champ électrique dans la gaine est évanescent et possède une forme exponentielle. La Fig. 17 montre l'évolution du champ du mode guidé selon l'axe x avec une échelle logarithmique (dB). Les différentes droites mettent en évidence une décroissance linéaire en échelle log de l'amplitude du champ, soit une forme exponentielle dans la gaine. Evidemment, la pente γ dépend du rapport d/Λ , du pas Λ et de la longueur d'onde λ .

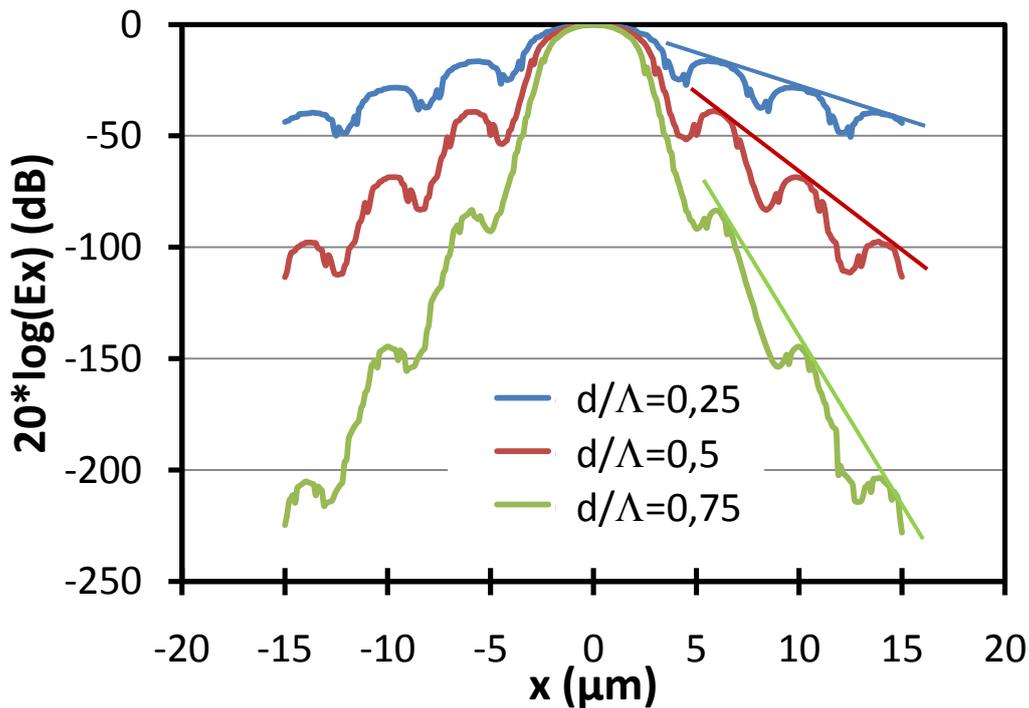


Figure III-17: Profil du champ électrique polarisé suivant x dans une FMAS en fonction de l'abscisse x (échelle logarithmique)

Ces deux constatations permettent d'écrire l'expression suivante du rapport γ :

$$\gamma = \frac{\vec{e}_1(x,y) :_{m+1}}{\vec{e}_1(x,y) :_m} = \text{constante} \quad \text{Eq. III-34}$$

qui se généralise pour n'importe quel trou d'air :

$$\vec{e}_1(x, y) \text{ :}_{m_2} = \gamma^{(m_2-m_1)} \vec{e}_1(x, y) \text{ :}_{m_1} \quad \text{Eq. III-35}$$

où m_1 et m_2 représentent les positions des deux trous d'air considérés dans la gaine microstructurée.

En reprenant l'Eq. 33 :

$$C_m = \frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta n^2(x, y) \int_{h_m} \vec{e}_1^*(x, y) \text{ :}_m \cdot \vec{e}_1(x - S, y) dA \quad \text{Eq. III-33}$$

et en exprimant $\vec{e}_1^*(x, y) \text{ :}_m$ en fonction du champ dans le second trou d'air $\vec{e}_1^*(x, y) \text{ :}_2$ et de γ , on a :

$$C_m = \gamma^{m-2} \left[\frac{1}{4N} k \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta n^2(x, y) \int_{h_2} \vec{e}_1^*(x, y) \text{ :}_2 \cdot \vec{e}_1(x - S, y) dA \right] \quad \text{Eq. III-36}$$

$$C_m = \gamma^{m-2} C_2 \quad \text{Eq. III-37}$$

où C_2 est le coefficient de couplage entre deux cœurs séparés par un seul trou d'air ($m=2$).

L'Eq. 37 met en avant que le calcul du coefficient de couplage C_m entre un cœur et un second placé au $m^{\text{ième}}$ trou est simplement déduit de la connaissance de C_2 et de γ . Un tel résultat est confirmé par la Fig. 12 sur laquelle on voit que pour un rapport d/Λ donné, la distance entre les courbes d'une même polarisation est constante. La décroissance exponentielle du champ dans la gaine assure la validité de ce modèle pour des valeurs de m plus grandes que celles présentées ici.

Tableau III-3: Comparaisons entre la TMC et le modèle simplifié pour le calcul de C en fonction de m

d=2μm d/Λ=0,5	C_x (m⁻¹)			
	C_{x2}	C_{x3}	C_{x4}	C_{x5}
TMC	274,6	9,3	0,32	ND
Modèle simplifié γ=3,41e⁻²	274,6	9,3	0,32	0,11
d=3,25μm d/Λ=0.8125	C_x (m⁻¹)			
	C_{x2}	C_{x3}	C_{x4}	C_{x5}
TMC	0,97	2.1e-4	5,0e-8	ND
Modèle simplifié γ=2,18e⁻⁴	0,97	2.1e-4	4,6e-8	1,0e-11

ND=Non Disponible

Afin de valider numériquement cette loi, de nombreuses comparaisons entre la TMC et le modèle simplifié ont été effectuées (deux sont présentées Tableau 3). Les deux méthodes sont similaires jusqu'à ce que la TMC ne puisse plus donner de résultats valides. Incapacité due soit à l'impossibilité de simuler une FMAS complexe (trop grand nombre de couronnes de trous d'air, 1^{er} cas du Tableau 3) soit à la difficulté pour les logiciels de simulations de donner des valeurs correctes du champ si loin du cœur pour de forts rapports d/Λ (2nd cas du Tableau 3). Notre modèle simplifié permet donc de calculer de très faibles coefficients de couplage avec une précision convenable, là où les autres méthodes ne suivent plus.

E. Conclusion

La théorie des modes couplés (TMC) a été étudiée en profondeur afin de l'adapter au calcul des coefficients de couplage dans les fibres optiques microstructurées bi-cœurs. La méthode développée requiert seulement la connaissance de la distribution du champ de mode dans une fibre microstructurée à un seul cœur. Elle est donc rapide, peu gourmande en ressources informatiques et donne des résultats précis.

Le principe de ce modèle a été validé numériquement par comparaisons avec d'autres méthodes (supermodes, méthode du faisceau propagé, méthode de la fibre équivalente). De plus, la TMC a montré sa capacité à calculer de très faibles valeurs de coefficients de couplage alors que les autres techniques présentent des limites en termes de précision et temps de calcul. L'influence du rapport d/Λ , de la polarisation ou encore de la séparation des cœurs est présentée.

Le profil du champ du mode fondamental dans la gaine a été analysé pointant en premier lieu la similitude des distributions des champs dans les trous d'air de la structure. L'étude a aussi révélé la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ d'un trou d'air à un autre. Ces deux observations ont contribué à établir un modèle mathématique simplifié décrivant les phénomènes de couplage en fonction de la distance inter-cœurs dans les fibres optiques microstructurées.

Le modèle décrit dans ce chapitre peut servir de brique de base à l'étude de fibres microstructurées à multiples cœurs. Il pourra montrer son utilité dans de nombreuses applications telles que les coupleurs, les multiplexeurs, les lasers multicœurs, les capteurs ou encore les systèmes de télécommunications large bande.

F. Références

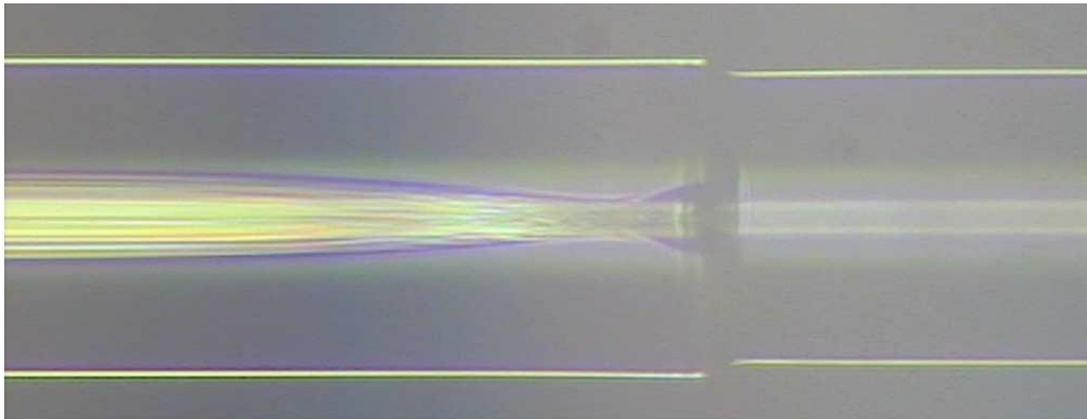
- [1] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical waveguide theory", Kluwer Academic Publishers, 2000
- [2] D. Marcuse, "Theory of dielectric optical waveguides", Y-H. Pao and P. Kelley, Academic Press, New York, 1974
- [3] K. P. L. Reichenbach, "Numerical analysis and experimental study of fiber bundles and multi-core photonic crystal fibers for use in endoscopes", thèse, université de Cornell, 2007
- [4] A. W. Snyder, "Coupled-Mode Theory for Optical Fibers", Journal of The Optical Society of America, vol 62, n°11, p. 1267-1277, 1972
- [5] J. Boulet, "Lasers à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l'émission de fortes puissances", thèse, université de Limoges, 2006
- [6] N. Mothe, P. Di Bin, "Numerical analysis of directional coupling in dual-core microstructured optical fibers", Optics Express, vol 17, n°18, p. 15778-15789, 2009
- [7] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", Optics Letters, vol 21, n°19, p. 1547-1549, 1996
- [8] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", Optics Letters, vol 22, n°13, p. 961-963, 1997
- [9] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber", IEEE Photonics Technology Letters, vol 12, n°7, p. 807-809, 2000
- [10] B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, A. H. Greenaway, "Experimental study of dual-core photonic crystal fibre", Electronics Letters, vol 36, n°16, p. 1358-1359, 2000
- [11] I. Velche, J. Toulouse, "Directional coupling and switching in multi-core microstructure fibers", Conference on Lasers and Electro-Optics, Technical digest (CD), Optical Society of America, papier CTuV1, 2004

- [12] D. M. Taylor, C. R. Benett, T. J. Shepherd, L. F. Michaille, M. D. Nielsen, H. R. Simonsen, "Demonstration of multi-core photonic crystal fibre in an optical interconnect", *Electronics Letters*, vol 42, n°6, p. 331-332, 2006
- [13] M. Zghal, R. Cherif, F. Bahloul, "Improving triangular-lattice photonic-crystal-fiber couplers by introducing geometric nonuniformities", *Optical Engineering*, vol 46, n°095004, 2007
- [14] K. Saitoh, Y. Sato, M. Koshiba, "Coupling characteristics of dual-core photonic crystal fiber couplers", *Optics Express*, vol 11, n°24, p. 3188-3195, 2003
- [15] K. L. Reichenbach, C. Xu, "Independent core propagation in two-core photonic crystal fibers resulting from structural nonuniformities", *Optics Express*, vol 13, n°25, p. 10336-10348, 2005
- [16] F. Bréchet, J. Marcou, P. Roy, D. Pagnoux, "Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method". *Optical Fiber Technology*, vol 6, n°2, p. 181-191, 2000
- [17] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Rossi, G. Bellanca, S. Trillo, "Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers", *Optics Express*, vol 10, n°1, p. 54-59, 2002
- [18] X. Yu, M. Liu, Y. Chung, M. Yan, P. Shum, "Coupling coefficient of two-core microstructured optical fiber", *Optical Communications*, 260, p. 164-169, 2006
- [19] P. J. Roberts, T. J. Shepherd, "The guidance properties of multi-core photonic crystal fibres", *Journal of Optics A, Pure Applied Optics*, vol 3, p. 133-140, 2001
- [20] K. N. Park, K. S. Lee, "Improved effective-index method for analysis of photonic crystal fibers", *Optics Letters*, vol 30, n° 9, p. 958-960, 2005

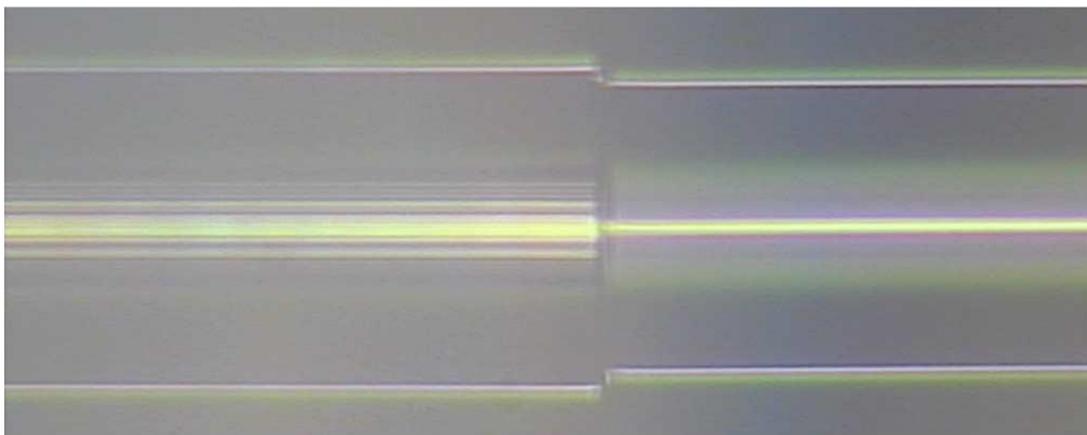
CHAPITRE IV.
INTERFAÇAGE SMFS-FMAS

L'interfaçage à faibles pertes entre fibres optiques standard monomodes (SMF) et fibres optiques microstructurées air/silice (FMAS) reste un problème majeur limitant l'envolée des technologies FMAS.

Une approche simple consiste à souder SMFs et FMAS ensemble mais cette technique n'est efficace que si les modes des fibres correspondent. De plus, la fusion avec une FMAS est problématique car les trous d'air peuvent se déformer sous l'effet de l'échauffement rapide de l'air (Fig. 1, [1]).



(a)



(b)

Figure IV-1: Images au microscope optique d'une soudure entre une SMF et une FMAS lorsque les trous d'air de la FMAS s'effondrent a) et lorsqu'ils restent intacts b) [1]

Dans le cas particulier d'une jonction entre plusieurs fibres SMFs et une fibre microstructurée multicœurs, il est difficile de positionner de nombreuses fibres vis-à-vis des différents cœurs de la FMAS compte tenu de la taille des SMFs.

Une récente méthode [2] a permis la réalisation d'un couplage de plusieurs SMFs vers une FMAS multicœurs avec de très faibles pertes (0,6 dB à la longueur d'onde de 1550 nm). L'interface utilisée est une canne microstructurée dans laquelle les SMFs sont insérées dans les trous d'air. Ensuite cette canne est chauffée et étirée jusqu'à obtenir une FMAS (Fig. 2). Au fur et à mesure de la transition, les fibres SMFs deviennent progressivement les cœurs de la FMAS en bouchant totalement leurs trous d'air d'insertion. D'un point de vue optique, tout se passe comme pour un taper d'une SMF classique sauf qu'au lieu d'être suspendu dans l'air, le cœur de la FMAS en sortie est supporté par la gaine microstructurée [3]. Pour que la transition soit à faibles pertes, il suffit que ses pentes soient assez graduelles pour être adiabatiques. Les cœurs de la FMAS étant liés à des SMFs bien distinctes, chacun d'entre eux peut être adressé sans diaphotie avec un autre (Fig. 3).

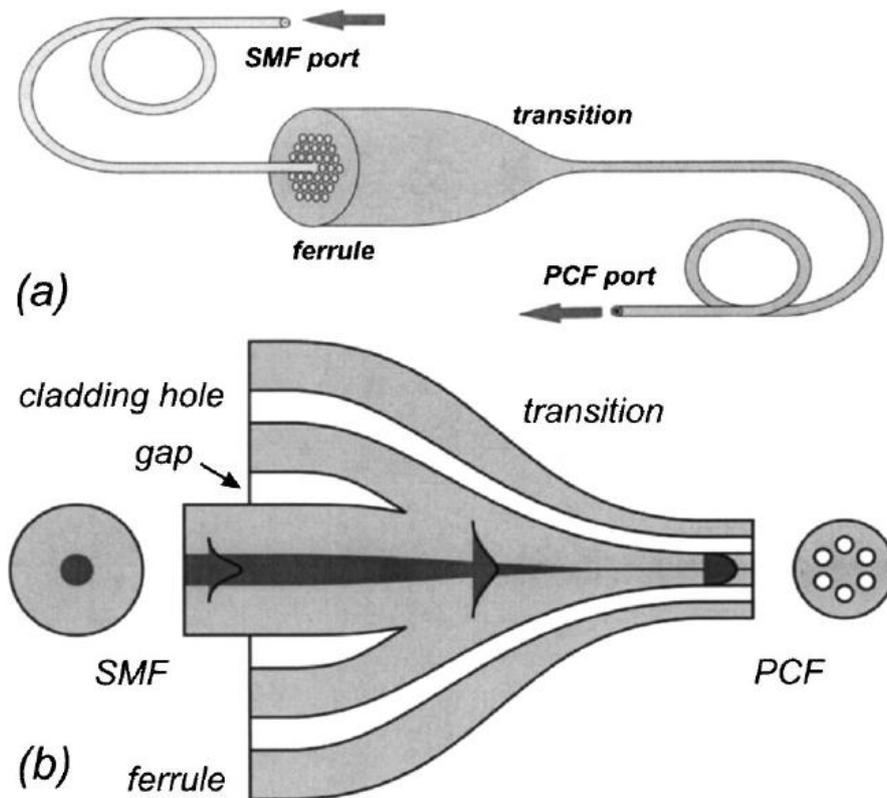


Figure IV-2: Principe retenu pour le couplage SMFs-FMAS [2]

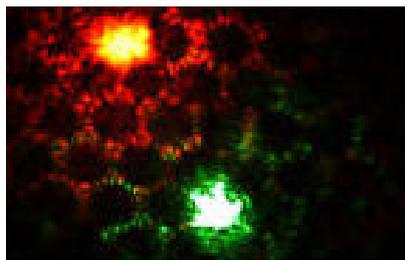


Figure IV-3: Illumination indépendante des cœurs de la FMAS [4]

La technique présentée ici permet d'interfacier une fibre SMF avec n'importe quel type de fibres FMAS (fortement non-linéaires, à maintien de polarisation, multicœurs, ...). Le composant hybride SMF-FMAS pourrait donc devenir un élément clé rendant possible l'insertion sans pertes des fibres microstructurées dans les réseaux de télécommunication et permettant de tirer profit de leurs qualités [5]. Les FMAS multicœurs avec leurs capacités de transmission d'informations en parallèle pourraient être utilisées dans les liaisons larges bandes entre composants optoélectroniques ou au sein même des ordinateurs [6]. La technique d'interfaçage entre SMFs et FMAS peut aussi servir de convertisseur de modes [7], opération utile pour la compensation de dispersion. Le mode fondamental guidé par la fibre SMF est converti en un mode d'ordre supérieur de la FMAS avec une forte dispersion normale. Ce dernier se propage sur une certaine distance avant d'être reconverti à la sortie dans le mode fondamental d'origine. L'avantage de ce procédé est le taux d'extinction élevé (>30 dB) indépendant de la longueur d'onde contrairement aux réseaux à pas long. Le convertisseur de modes peut aussi être utilisé comme un sélectionneur de modes pour l'exploration de la propagation de modes d'ordre supérieur purs dans les FMAS.

Ce chapitre regroupe les connaissances acquises sur les fibres optiques microstructurées air/silice du chapitre III et le savoir-faire de fabrication par fusion-étirage du chapitre II. Dans un premier temps, le composant hybride est modélisé pour valider le principe de propagation de la lumière dans une telle structure. Ensuite un interfaçage entre deux SMFs et une FMAS à deux cœurs est réalisé montrant une propagation indépendante sur chacune des voies. La fabrication de ce composant hybride a été effectuée lors d'un séjour au Laboratoire des Fibres Optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal.

A. Simulations

La méthode du faisceau propagé (BPM) est ici très appropriée pour simuler le composant d'un bout à l'autre, c'est-à-dire de la fibre SMF en entrée à la sortie FMAS mono/multicœurs. Les modélisations sont faites sur le logiciel commercial BeamProp de la compagnie RSoft.

1. Descriptif de la structure

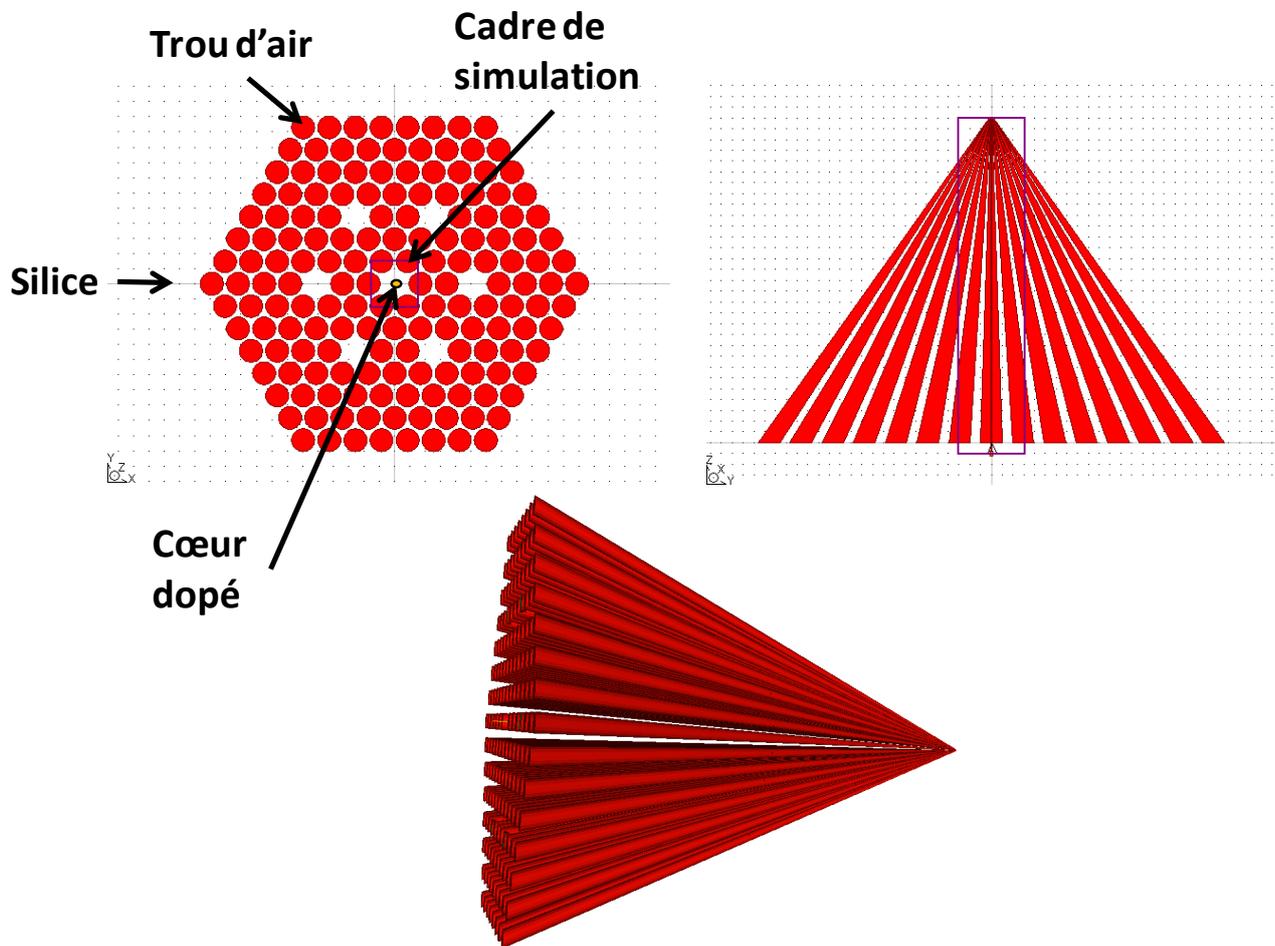


Figure IV-4: Profil d'indice de réfraction du composant hybride entier dessiné sur logiciel BeamProp (taper linéaire)

La Fig. 4 présente le profil d'indice de réfraction renseigné dans BeamProp. La silice est en blanc, les trous d'air en rouge et le cœur dopé de la fibre SMF insérée dans le trou d'air central en jaune. Le pas Λ de la microstructure est de $170 \mu\text{m}$ et le diamètre d des trous d'air de $150 \mu\text{m}$. La longueur du taper est de 3 cm . Le cadre de simulation est un carré de $300 \mu\text{m}$ de côté. Les pas du maillage rectangulaire sont $dx=dy=150 \text{ nm}$ et le pas dz est égal à $0,5 \mu\text{m}$. Le mode scalaire est préféré car la différence de résultats avec les modes semi-vectoriel et vectoriel est faible. De plus, ce mode présente l'avantage de raccourcir les temps de simulations qui sont déjà très longs. Malheureusement la capacité de calcul de l'ordinateur ne permet pas d'étendre le cadre de simulation pour considérer une injection dans les cœurs périphériques dès le départ. Nous supposons que la propagation le long de chaque canal est proche de celle dans le cœur central.

2. Principe de propagation

La série d'images (Figs. 5-12) qui suit montre l'évolution de l'amplitude du champ électrique tout au long de sa propagation au sein du composant. A gauche est représenté, pour un z donné, le profil d'indice de réfraction pris en considération dans le cadre de simulation violet. A droite se trouve la distribution du champ électrique associée.

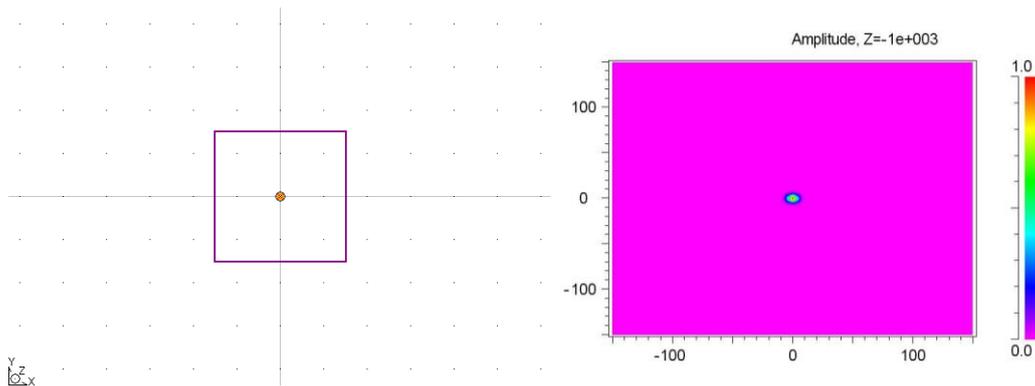


Figure IV-5: $Z=-1$ mm

Au tout départ, un champ gaussien est injecté dans le cœur (jaune) de la fibre SMF entouré de silice (blanc, Fig. 5). Sa propagation a lieu sur 1 mm le temps que le mode fondamental s'établisse. Cette première étape simule l'arrivée du champ électromagnétique transporté par la fibre SMF lorsque celle-ci n'est pas encore dans la canne microstructurée.

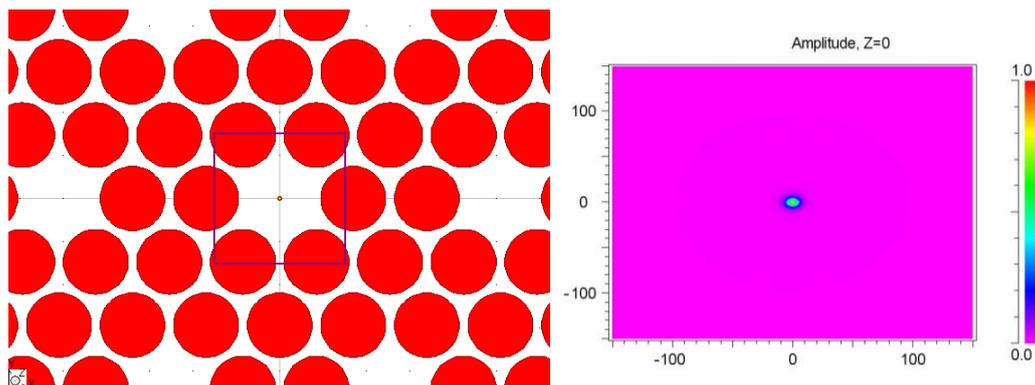


Figure IV-6: $Z=0$ mm

Ensuite, la fibre SMF est insérée dans le trou d'air central du composant hybride (Fig. 6). Nous considérons ici que la fibre SMF remplit totalement le trou d'air ce qui explique l'absence de rouge au centre de la Fig. 6. Seul le cœur dopé (jaune) apparaît. La première couronne de trous d'air se situe à $170 \mu\text{m}$ autour et rentre juste dans le cadre de simulation.

Six cœurs périphériques sont aussi modélisés par l'omission de six trous d'air (Fig. 7). Le but est d'observer si une partie de l'énergie du cœur central se couple dans les cœurs voisins.

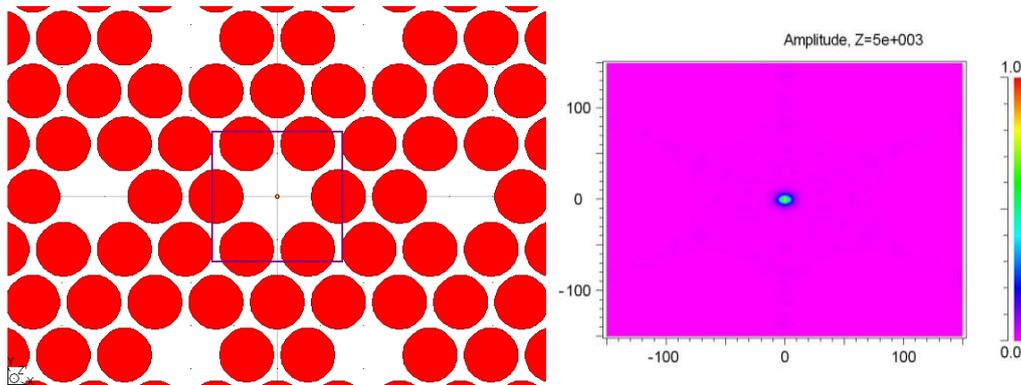


Figure IV-7: Z=5 mm

L'amincissement de la structure par fusion-étirage fictif débute sur la Fig. 7. Le cœur dopé de la fibre SMF devient de plus en plus petit et les trous d'air se rapprochent les uns des autres (Fig. 8-9). Le mode fondamental commence à s'étaler dans la silice environnante.

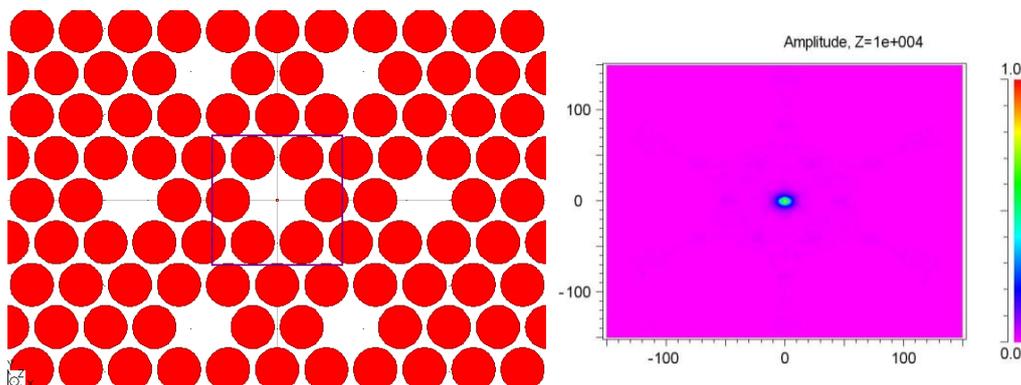


Figure IV-8: Z=10 mm

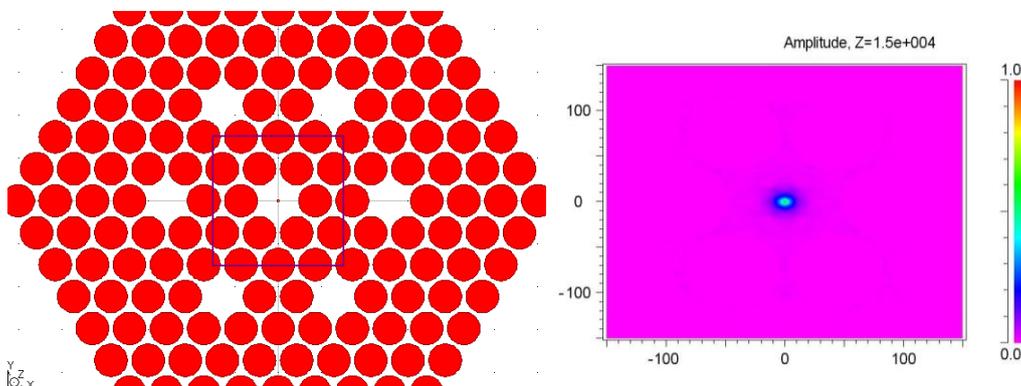


Figure IV-9: Z=15 mm

Sur la Fig. 10, le cœur dopé ne guide plus la lumière : c'est la coupure du mode fondamental [8].

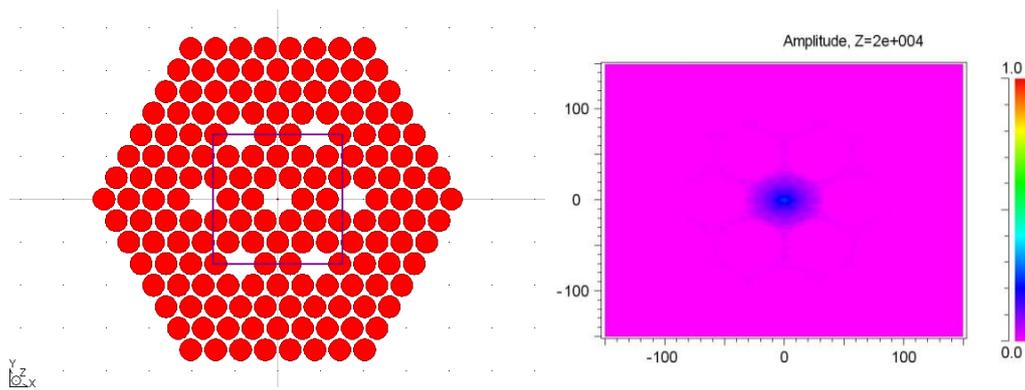


Figure IV-10: Z=20 mm

Parallèlement les trous d'air de la canne microstructurée se sont rapprochés les uns des autres et par conséquent de la fibre SMF. Ils prennent alors progressivement le relais du guidage de l'onde optique que le cœur n'assure plus (Fig. 11).

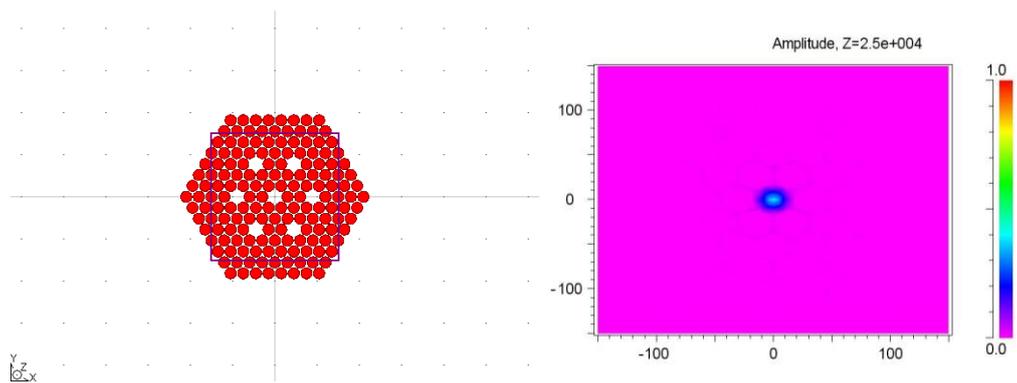


Figure IV-11: Z=25 mm

Ces étapes sont très importantes car c'est à cet endroit que l'énergie peut s'échapper par les ponts de silice entre les trous d'air pour aller dans les autres cœurs ou dans la gaine engendrant couplage et pertes. C'est donc à ce moment que les pentes du taper doivent être les plus douces pour avoir une transition adiabatique, c'est-à-dire que le mode fondamental de la fibre SMF devienne le mode fondamental de la fibre FMAS. Il faut noter que lors de la fabrication d'un tel composant, les rayons des trous d'air et des cœurs ne sont pas rigoureusement identiques. Ces non uniformités impliquent des constantes de propagation différentes pour chacun des cœurs et donc une efficacité de couplage inter-cœurs très faible. Les travaux de K. L. Reichenbach *et al* [9] montrent qu'une légère fluctuation (1%) des rayons de cœurs ou des distances les séparant conduit à une propagation quasi indépendante des modes dans chaque cœur. Ces légères déformations sont introduites ici par le maillage qui ne peut idéaliser la structure.

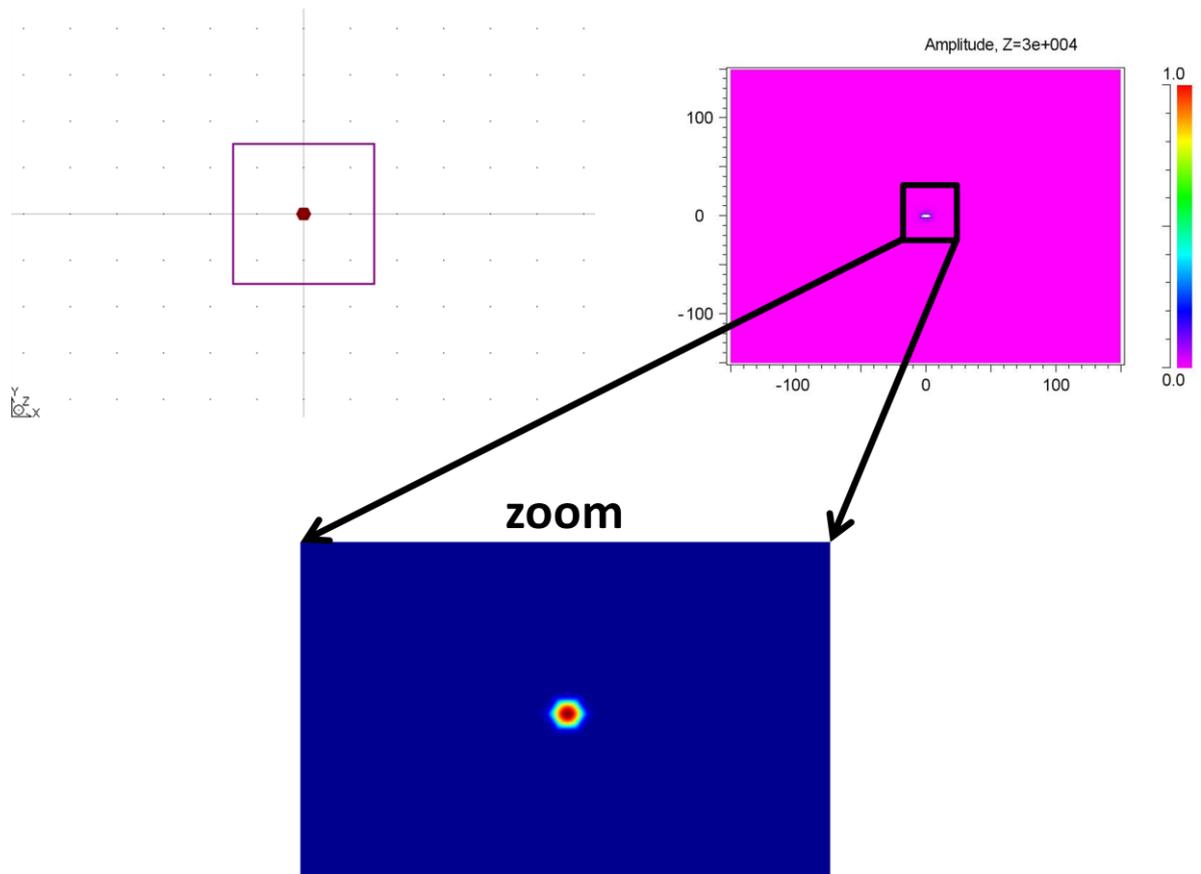


Figure IV-12: Z=30 mm, zoom sur la partie centrale

La dernière image (Fig. 12) correspond à la sortie du composant. Le pas de la microstructure est devenu $2\ \mu\text{m}$ et le diamètre des trous d'air $1,8\ \mu\text{m}$. Cette modélisation prouve deux aspects. D'une part, l'énergie est principalement confinée dans le cœur central ce qui valide le principe de propagation de la lumière dans une telle structure (interface SMF-FMAS). D'autre part, aucun couplage n'apparaît. Il est donc possible d'exciter de manière indépendante les différents cœurs de la FMAS multicœurs à partir des fibres SMFs en entrée.

B. Fabrication

Avant de réaliser le composant hybride, il faut produire les cannes microstructurées adéquates. Le diamètre nominal des trous d'air doit être de $150\ \mu\text{m}$ pour l'insertion des fibres SMFs et le pas aux alentours de $170\ \mu\text{m}$. La fabrication des cannes microstructurées est effectuée par la plateforme PLATINOM du laboratoire Xlim selon la technique d'assemblage-étirage, plus communément connue sous son anglicisme « stack and draw » (Fig. 13).

Tout d'abord, un tube de silice (taille centimétrique) est chauffé puis étiré dans une tour de fibrage (Fig. 13 a), Fig. 14) afin de réaliser des capillaires à bord mince (taille millimétrique). Ces derniers sont ensuite assemblés (Fig. 13 b)) et insérés dans un tube de maintien pour constituer la préforme (taille centimétrique). L'ensemble est alors chauffé puis étiré jusqu'à l'obtention d'une canne microstructurée aux dimensions désirées (taille millimétrique, Fig. 13 c)).

N. B. : Les fibres optiques microstructurées sont issues de l'étirage des cannes microstructurées.

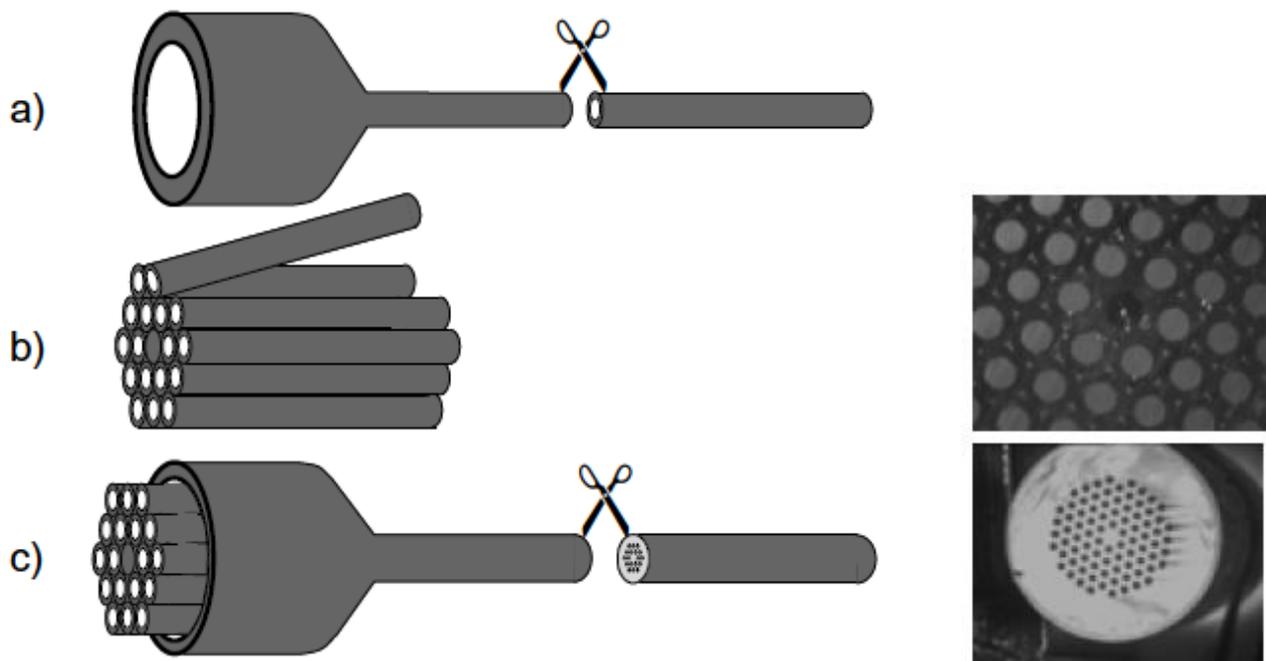


Figure IV-13: Etapes de fabrication d'une canne microstructurée. (a) Etirage des capillaires en silice. (b) Assemblage de la préforme. (c) Etirage en canne [10]

La phase d'étirage consiste à augmenter localement la température de la préforme de façon à l'étirer. La température, la vitesse de descente de la préforme dans le four et la vitesse d'étirage sont autant de paramètres à contrôler afin d'obtenir une canne microstructurée aux dimensions souhaitées (Fig. 14). Cette opération homothétique s'effectue à volume constant et normalement sans changement de géométrie entre la préforme initiale et la canne finale. En effet, la préforme doit présenter le même profil d'indice transverse et longitudinal que la canne microstructurée désirée. Une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des capillaires peut être appliquée durant l'étirage de la préforme pour ajuster précisément le diamètre final des trous d'air.

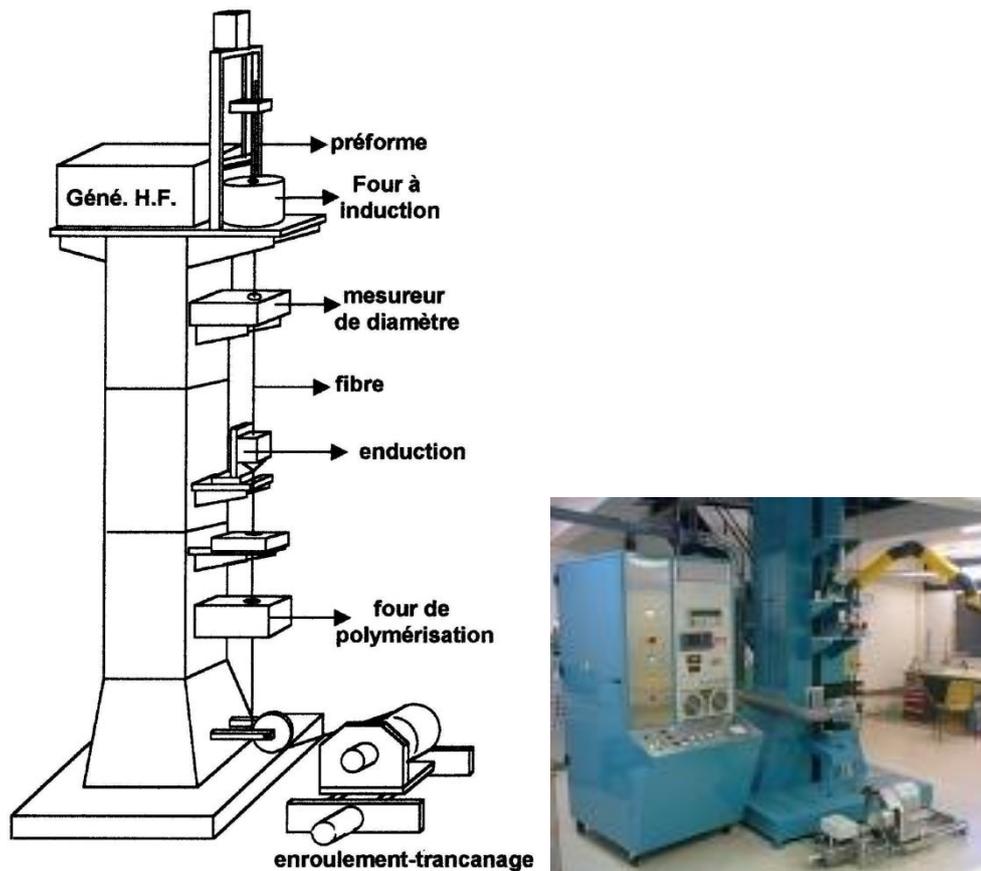


Figure IV-14: Représentation schématique d'une tour de fibrage [11].
Photo d'une des deux tours de fibrage de PLATINOM [12]

Une photo d'une canne microstructurée fabriquée par la plateforme PLATINOM est donnée Fig. 15. Le diamètre des trous d'air est de l'ordre de $150\ \mu\text{m}$ et le pas est égal à $165\ \mu\text{m}$. Le diamètre extérieur d_{ext} de la canne est proche de $1,5\ \text{mm}$.

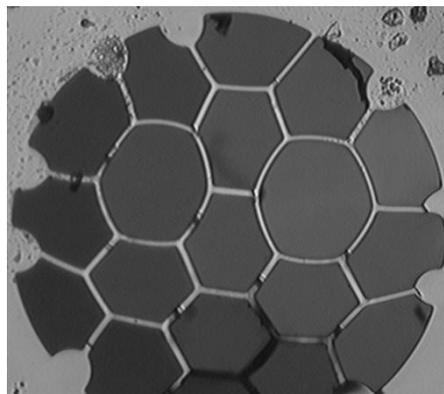


Figure IV-15: Géométrie interne d'une canne microstructurée

On remarque ici que les trous d'air ne sont pas circulaires mais plutôt hexagonaux. A ces forts rapports d/Λ , il est impossible d'obtenir des trous d'air ronds.

1. Cannes microstructurées seules

La première étape consiste à amincir les cannes microstructurées sans fibres SMFs à l'intérieur à l'aide du banc de fusion-étirage décrit dans le chapitre II. Le but est de déterminer les conditions de chauffage et d'étirage qui conservent la géométrie interne. Afin d'arriver à des dimensions de cœur de l'ordre de quelques microns ($\sim 5 \mu\text{m}$), le diamètre extérieur final doit être voisin de $50 \mu\text{m}$ soit un rapport de réduction de 30. Après de nombreux réglages de flux de gaz, de vitesse de balayage et de recul de la flamme, j'ai déterminé les paramètres optimaux du taper. La série de figures Fig. 16-18 montre des coupes successives de la canne microstructurée effilée le long de l'axe de propagation.

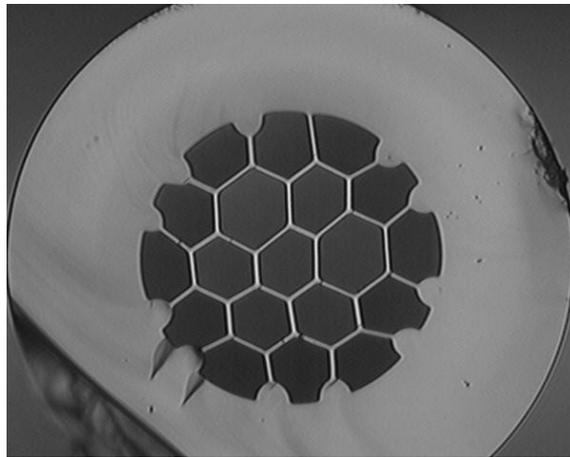


Figure IV-16: Géométrie interne de la canne microstructurée avec $d_{\text{ext}}=800 \mu\text{m}$

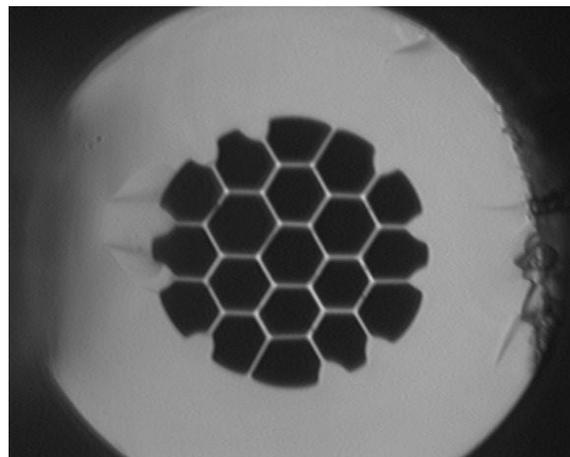


Figure IV-17: Géométrie interne de la canne microstructurée avec $d_{\text{ext}}=200 \mu\text{m}$

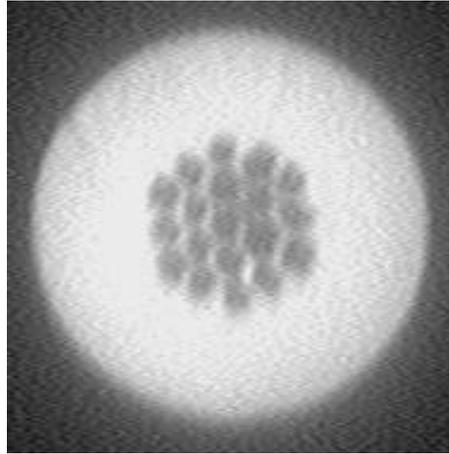


Figure IV-18: Géométrie interne de la canne microstructurée avec $d_{\text{ext}}=30 \mu\text{m}$

Sur les photos précédentes, les trous d'air sont toujours présents. C'est la preuve que l'étirage a bien lieu à « froid » [13], c'est-à-dire que la chaleur apportée par le chalumeau est juste suffisante pour que la canne microstructurée puisse être étirée sans que les trous d'air ne se referment sous l'effet des tensions de surface. Le taper dans son intégralité est représenté Fig. 19.



Figure IV-19: Canne microstructurée effilée

2. Cannes microstructurée + 2 SMFs

Maintenant que la bonne recette de paramètres de fusion-étirage est trouvée, deux fibres SMFs, dont la gaine de protection a été retirée, sont incluses dans la canne microstructurée. Elles sont séparées par un seul trou d'air (Fig. 20).

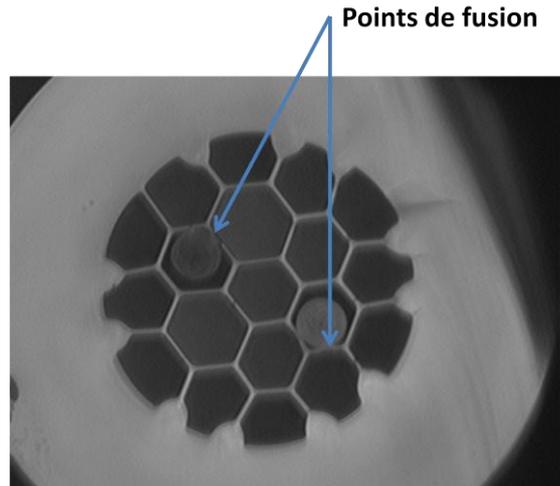


Figure IV-20: Géométrie interne du composant hybride ($d_{\text{ext}}=600 \mu\text{m}$) montrant les fibres SMFs à l'intérieur de deux trous d'air

Après étirage, la microstructure est conservée et les fibres SMFs sont devenues les cœurs de la FMAS (Fig. 21). On remarque sur les Fig. 20 et 21 que de l'air est encore présent autour des fibres SMFs ce qui signifie que l'étirage est tellement froid que les trous d'air d'insertion ne se sont même pas refermés autour d'elles. Ce qui se passe, c'est qu'au début du processus de fabrication, les fibres SMFs fusionnent avec les ponts de silice seulement en quelques points (Fig. 20) et sont étirées avec l'ensemble ensuite.

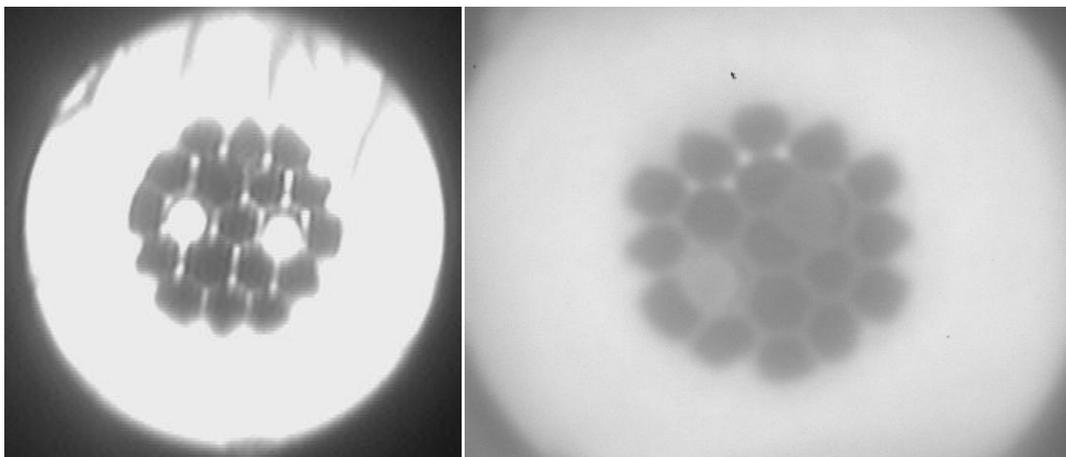


Figure IV-21: Face de sortie du composant hybride mettant en évidence les deux cœurs de la FMAS issus des deux SMFs

Les diamètres extérieur et intérieur sont respectivement de $53 \mu\text{m}$ et de $24 \mu\text{m}$. Le pas de la microstructure vaut $5,4 \mu\text{m}$ et le diamètre des trous d'air $4,8 \mu\text{m}$, soit un rapport d/Λ de 0,89. La distance inter-cœurs est évaluée à $10,9 \mu\text{m}$.

Il est tout à fait possible d'avoir un diamètre extérieur de 125 μm en partant d'un diamètre de canne microstructurée plus grand. La canne peut être manchonnée dans un tube de silice plus épais de telle manière que la réduction de l'ensemble conduise à un diamètre final plus important, proche des dimensions usuelles des fibres optiques. Le composant hybride constitué de deux fibres SMFs en entrée est représenté sur la Fig. 22.

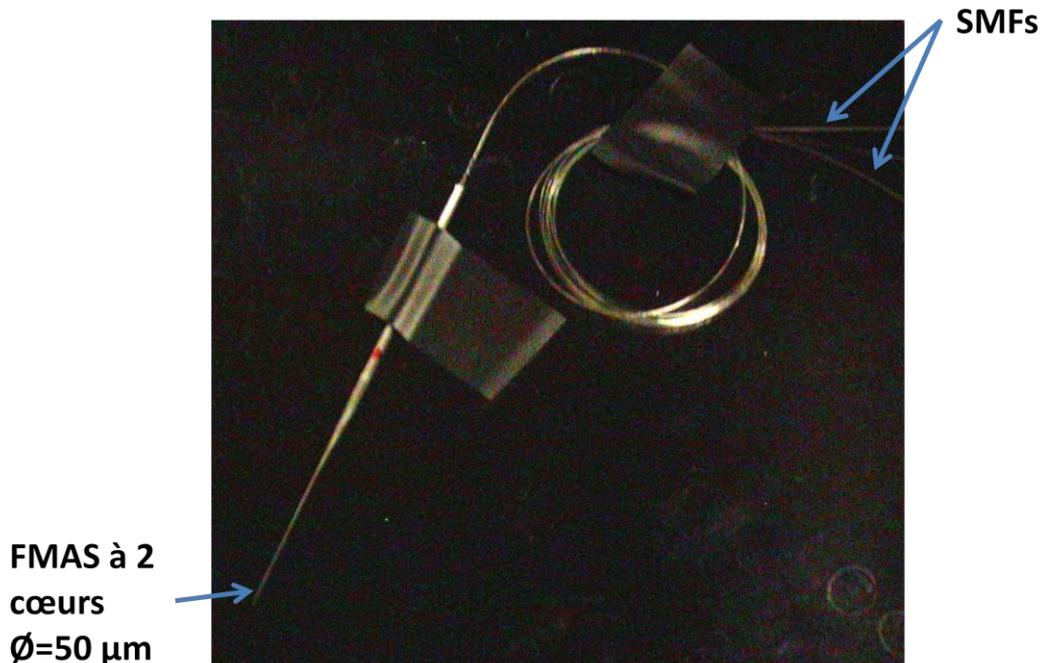


Figure IV-22: Interfaçage SMFs-FMAS

C. Performances

1. Pertes

Les pertes du composant hybride réalisé (Fig. 22) sont mesurées à 2 dB pour chacune des deux voies. L'équipe de S. G. Leon-Saval [2] a obtenu de meilleurs résultats ($\sim 0,6$ dB). Nous expliquons cette différence par le fait que dans notre cas une seule couronne d'air entoure les cœurs. Plus le nombre de couronnes est important, moins les pertes sont élevées [14]. Il faut ajouter à cela la présence de nombreuses poussières à l'intérieur de la canne microstructurée apportées par les fibres SMFs. Les mêmes conclusions que la section II.C.1 sont à tirer.

2. Forme du champ

La face de sortie du composant hybride est agrandie à l'aide d'un objectif de grandissement x20 et visualisée sur une caméra CCD. Nous injectons à tour de rôle dans les fibres SMFs de la lumière issue d'une diode laser ($\lambda=1550$ nm). Les images prises par la caméra et les profils des intensités associées sont donnés Fig. 23 et Fig. 24.

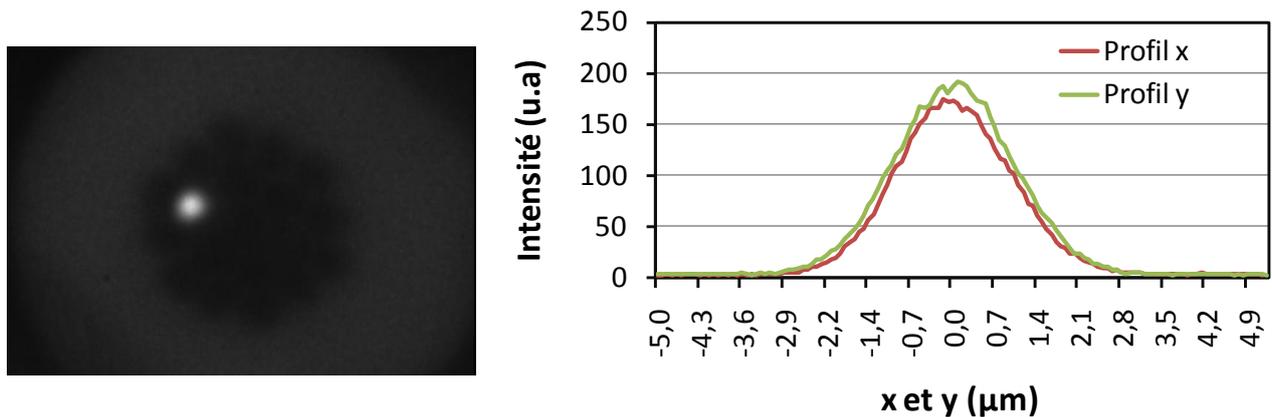


Figure IV-23: Photo de la face de sortie du composant hybride lorsqu'une des deux voies est illuminée. Profil de l'intensité selon les deux axes x et y

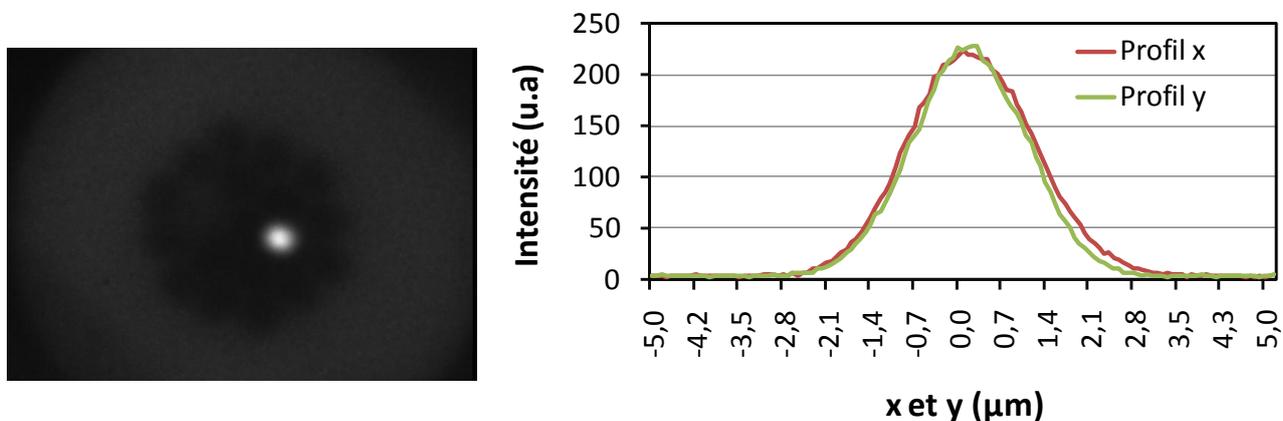


Figure IV-24: Photo de la face de sortie du composant hybride lorsque l'autre voie est illuminée. Profil de l'intensité selon les deux axes x et y

D'après les figures ci-dessus, seul le mode fondamental des cœurs fortement multimodes de la FMAS est excité prouvant ainsi l'adiabaticité des transitions du composant. Les diamètres des spots en $1/e^2$ de l'intensité sont respectivement $3,9 \mu\text{m}$ et $4,2 \mu\text{m}$ selon x et y pour la Fig. 23 et $4,1 \mu\text{m}$ et $3,8 \mu\text{m}$ pour la Fig. 24.

3. Isolation

L'isolation, représentant la quantité d'énergie parasite couplée dans un cœur différent de celui dans lequel la lumière a été injectée, est calculée d'après la formule suivante :

$$Isolation = -10\log\left(\frac{P_2}{P_1+P_2}\right) \quad \text{Eq. IV-1}$$

où P_1 et P_2 représentent les puissances localisées dans chaque cœur lorsque seul l'un d'eux (cœur 1) est illuminé.

A partir de la Fig. 12 et d'un programme Matlab qui intègre l'énergie sur des zones précises, nous trouvons une isolation théorique pour le composant simulé de 37 dB.

De même à partir des photos des Fig. 23 et 24, une isolation minimale de 24 dB est calculée pour les deux cœurs. En fait, cette valeur est limitée par la dynamique de la caméra CCD qui est de 8 bits soit 256 niveaux ou encore 24 dB. Il est fort probable que l'isolation soit meilleure. Comparé à l'isolation de la référence [2] qui est de 34 dB avec les deux cœurs séparés par trois trous d'air soit une distance de 34 μm , notre résultat est très encourageant et ouvre la voie à des structures à multiple cœurs non couplés très denses.

La Fig. 25 montre la sortie du composant hybride lorsque les deux entrées sont éclairées en même temps. Les deux cœurs sont très bien isolés l'un de l'autre.



Figure IV-25: Photo de la sortie du composant hybride lorsque les deux voies sont sélectionnées simultanément

D. Conclusion

Dans ce chapitre est décrit comment une variante de la fabrication des fibres optiques microstructurées air/silice peut être employée pour former une interface à faibles pertes entre SMFs et FMAS sans l'utilisation de soudures. En effet la préforme est étirée jusqu'à la taille d'une canne telle que les trous d'air soient légèrement plus grands que $125\ \mu\text{m}$ de diamètre. Un morceau d'une fibre SMF est ensuite inséré dans l'un des trous d'air. La canne ainsi remplie est finalement étirée jusqu'à la FMAS voulue. La fibre SMF joue en fait le rôle du barreau solide dans la préforme. Le cœur de la FMAS est donc composé de matière de la fibre SMF. La technique présentée ici est versatile car elle permet d'interfacer la plupart des FMAS existantes.

Après avoir vérifié le principe de propagation par des simulations, le concept est validé expérimentalement par la réalisation d'un composant hybride avec deux fibres SMFs. La fabrication du taper s'est faite pour la première fois avec un banc de fusion-étirage, contrastant avec les travaux de S. G. Leon-Saval *et al* [2] effectués à partir d'une tour de fibrage conventionnelle. Ce procédé offre un degré de liberté supplémentaire sur la forme et la longueur des transitions. Avantage qui devrait à terme permettre d'optimiser les pertes et la taille du composant hybride. Pour l'instant, les pertes mesurées sont de l'ordre de 2 dB mais une plus grande attention sur le nettoyage et l'élimination des poussières des différents éléments devrait sans aucun doute améliorer cette valeur.

Il est aussi significatif que cette technique peut être appliquée à des FMAS multicœurs. De nombreux systèmes utilisant des fibres classiques avec de multiples cœurs couplés ont été proposés par le passé mais leur application pratique est entravée par le besoin de coupler la lumière dans et hors d'un des cœurs sans diaphotie avec les autres. La technique proposée dans ce chapitre permet d'accomplir cette fonction en insérant plusieurs SMFs dans différents trous d'air de la canne qui deviennent les cœurs de la FMAS multicœurs. Même si ces derniers sont proches, ils peuvent être excités individuellement en injectant la lumière dans les SMFs appropriées. Pour démonstration, une FMAS à deux cœurs interfacés avec deux SMFs a été fabriquée de cette manière. Aucune diaphotie n'est discernable dans le cœur correspondant à la fibre non éclairée. Une isolation supérieure à 24 dB a été relevée pour une distance inter-cœurs de $11\ \mu\text{m}$.

E. Références

- [1] L. Xiao, M. S. Demokan, W. Jin, Y. Wang, C-L. Zhao, "Fusion Splicing Photonic Crystal Fibers and Conventional Single-Mode Fibers : Microhole Collapse Effect", *Journal of Lightwave Technology*, vol 25, n°11, p. 3563-3574, 2007
- [2] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, N. Y. Joly, A. K. George, W. J. Wadsworth, G. Kakarantzas, P. St. J. Russel, "Splice-free interfacing of photonic crystal fibers", *Optics Letters*, vol 30, n°13, p. 1629-1631, 2005
- [3] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, "Tapered single-mode fibers and devices. Part 1 : Adiabaticity criteria", *IEE Proceedings Journal*, vol 138, n°5, p. 343-354, 1991
- [4] http://www.bath.ac.uk/physics/groups/cppm/tapers_ferrule.php
- [5] D. Pagnoux, "Les fibres photoniques : la micronanophotonique au kilomètre", *Nanophotonique*, M. H. Rigneault, 2005, Hermès, chapitre 3, p. 115-145
- [6] D. M. Taylor, C. R. Bennett, T. J. Shepherd, L. F. Michaille, M. D. Nielsen, H. R. Simonsen, "Demonstration of multi-core photonic crystal fibre in an optical interconnect", *Electronics Letters*, vol 42, n°6, p. 331-332, 2006
- [7] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, A. K. George, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, "Wavelength-independent high-extinction fibre mode convertor", *Conference on Lasers and Electro-Optics, Technical digest (CD)*, Optical Society of America, papier CThZ2, 2005
- [8] R. J. Black, R. Bourbonnais, "Core-mode cutoff for finite-cladding lightguides", *IEE Proceedings*, vol 133, n°6, p. 377-384, 1986
- [9] K. L. Reichenbach, C. Xu, "Independent core propagation in two-core photonic crystal fibers resulting from structural nonuniformities", *Optics Express*, vol 13, n°25, p. 10336-10348, 2005
- [10] N. Traynor, A. Monteville, L. Brilland, J. Troles, D. Tregoat, L. Provino, T. Chartier, T. N. Nguyen, "Fabrication et applications des fibres microstructurées", *JNOG Lannion*, papier 000157, 2008
- [11] J. Boulet, "Lasers à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l'émission de fortes puissances", thèse, université de Limoges, 2006

[12] www.xlim.fr/fr/platinom/fibres

[13] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, M. W. Mason, "Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides", *Optics Express*, vol 12, n°13, p. 2864-2869, 2004

[14] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten, M. J. Steel, "Confinement losses of microstructured fibers", *Optics Letters*, vol 26, n°21, p. 1660-1662, 2001

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons présenté dans ce mémoire une solution en optique fibrée pour la sommation de signaux hyperfréquences par voie optique (chapitre I), opération clé des futures antennes réseaux. Le composant proposé consiste en l'encapsulation d'un bouquet de fibres standard dans un tube de silice, aminci jusqu'aux dimensions souhaitées. La sortie effilée est alors placée devant une photodiode de 80 μm de diamètre. Le sommateur est fabriqué à l'aide d'un banc de fusion-étirage spécialement conçu à cet effet. La gestion informatique précise permet d'obtenir des amincissements à pentes douces et donc de minimiser les pertes du composant (chapitre II). En premier lieu, la sommation de deux voies est effectuée et prouve que le recouvrement des champs optiques sur la photodiode n'est pas générateur de bruit supplémentaire. Ensuite 14 signaux sont additionnés constituant une première en termes de nombre de voies et de surface d'encombrement. Cependant, les pertes d'insertion de l'ordre de 2 dB restent à améliorer. Des recherches doivent être entreprises sur le nettoyage des éléments mis en jeu, la forme et la longueur de l'amincissement pour parvenir à ce but.

Le troisième chapitre traite des phénomènes de couplage dans les fibres optiques microstructurées air/silice. Les équations de couplage entre deux cœurs connues pour les fibres standard sont revues depuis leur origine et adaptées au cas particulier des fibres microstructurées. Une nouvelle méthode numérique, rapide et précise, est développée pour calculer les coefficients de couplage. Un modèle simplifié décrivant l'évolution du couplage en fonction de la distance inter-cœurs est aussi mis au point.

L'étude du couplage dans les fibres optiques microstructurées et le banc de fusion-étirage à disposition nous ont menés à la problématique des raccordements entre fibres optiques standard et fibres optiques microstructurées. En s'appuyant sur des travaux existants, nous avons réalisé un interfaçage entre ces deux types de fibres. Les pertes de 2 dB sont encore élevées mais peuvent être diminuées à des valeurs rendant cette technique compétitive (Chapitre IV). L'illumination indépendante d'un cœur particulier d'une fibre microstructurée multicœurs à partir d'une fibre classique est montrée. L'isolation mesurée des cœurs dépasse les résultats actuels et permet d'envisager des structures multicœurs très denses pour diverses applications.

Les performances obtenues du sommateur à 14 entrées satisfont le cahier des charges mais plusieurs améliorations peuvent encore être apportées :

- la caractérisation de la fonction sommation pour des signaux de fréquences comprises entre celles expérimentées ici et 20 GHz impose que le composant soit effilé jusqu'à un diamètre de 30 μm et placé devant une photodiode de même dimension
- le nombre de fibres optiques SMFs en entrée peut être augmenté sans problème majeur apparent. La limite théorique est fixée par la correspondance avec le nombre de modes de la sortie multimode du sommateur qui est supérieur à 1000
- afin de réduire les pertes, la forme et la longueur de l'amincissement doivent être réétudiées. Un travail en salle blanche lors des différentes manipulations des fibres SMFs et des capillaires semble inévitable pour éviter le dépôt de toute poussière. Des pertes inférieures à 1 dB sont attendues pour chacune des entrées
- la sortie très fine du composant pourra être revêtue d'une gaine polymère bas indice la rendant moins fragile
- le conditionnement du sommateur devra à terme être effectué. Il pourra se présenter de la manière suivante : une entrée avec accès aux connecteurs des fibres SMFs qui constituent autant de voies à sommer ; une sortie électrique issue de la photodiode comprenant l'addition des signaux hyperfréquences (Fig. 1).

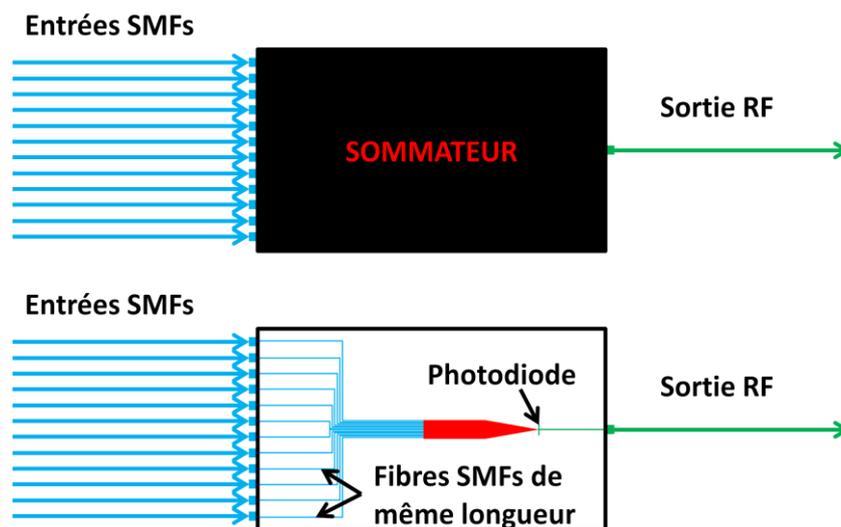


Figure 1: Packaging prévu pour le sommateur

Enfin, pour finaliser l'étude, le sommateur devra être testé dans les conditions réelles de fonctionnement d'une antenne réseau et d'un filtre transversal.

PUBLICATIONS

A. Brevets

1 brevet en cours de dépôt

B. Articles

N. Mothe, P. Di Bin, « Composants hybrides à fibres optiques pour applications aux antennes large bande à balayage électronique et au traitement du signal opto-hyperfréquence », bulletin POLOQ, 2007

En parallèle de mes travaux de simulations, on m'a demandé de l'aide sur la modélisation de fibres microstructurées particulières qui a conduit à l'écriture de l'article suivant :

N. Mothe, D. Pagnoux, M. C. Phan Huy, V. Dewinter, G. Laffont, P. Ferdinand, « Thermal wavelength stabilization of Bragg gratings photowritten in hole-filled microstructured optical fibers », Optics Express, vol 16, n°23, p. 19018-19033, 2008

N. Mothe, P. Di Bin, « Numerical analysis of directional coupling in dual-core microstructured optical fibers », Optics Express, vol 17, n°18, p. 15778-15789, 2009

C. Posters

N. Mothe, « Composants hybrides à fibres optiques pour applications aux antennes large bande à balayage électronique et au traitement du signal opto-hyperfréquence », Doctoriales organisées par la DGA et l'Ecole Polytechnique, Fréjus, juin 2007

N. Mothe, P. Di Bin, « Analyse numérique du couplage directionnel dans les fibres optiques microstructurées à deux cœurs », JNOG Lille, 2009

D. Relecture

F. A. Rahman, P. K. Choudhury, D. Kumar, Z. Yussof, « An analytical investigation of four-layer dielectric optical fibers with Au nano-coating : a comparison with three-layer optical fibers », PIER & JEMWA

RESUME

Les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit ont pour but de concevoir, réaliser et caractériser la fonction de sommation de signaux hyperfréquences par voie optique. Cette opération constitue un élément clé des futures antennes réseaux optoélectroniques et du traitement du signal opto-hyperfréquence. Le principe généralement admis pour réaliser la sommation optique repose sur la séparation spatiale des différents signaux sur la photodiode. Cette contrainte permet de supprimer les bruits d'homo/hétérodynage néfastes à l'addition correcte des signaux microondes. Cependant, nous montrons numériquement et expérimentalement que ce principe n'est pas fondé. La solution proposée ici consiste à encapsuler des fibres optiques classiques dans un tube de silice et à amincir l'ensemble jusqu'aux dimensions souhaitées. Un sommateur à 14 voies est ainsi fabriqué. Aucune fluctuation de la puissance hyperfréquence sommée n'est observée même si les signaux se superposent totalement sur la photodiode.

Le principe de base erroné mentionné ci-dessus nous a engagés en début de thèse dans une mauvaise direction. Nous cherchions des solutions pour la fonction sommation où le couplage des signaux serait minimal. Dans ce but, les fibres optiques microstructurées air/silice multicœurs semblaient être une solution performante car elles offraient de fortes densités de guides non couplés. La compréhension des différentes théories régissant le couplage inter-cœurs était donc nécessaire et a fait l'objet d'une étude approfondie. L'application de la théorie des modes couplés au cas particulier des fibres optiques microstructurées nous a amenés au développement d'une nouvelle méthode de calcul des coefficients de couplage entre cœurs, qui trouve son utilité dans de nombreuses applications. Une loi mathématique décrivant l'évolution du couplage en fonction de la distance inter-cœurs a aussi vu le jour. En combinant les connaissances acquises sur les fibres microstructurées et le banc de fusion-étirage développé pour les sommateurs, nous avons réalisé l'interfaçage entre une fibre standard et une fibre microstructurée ainsi qu'entre plusieurs fibres standard et une fibre microstructurée multicœurs. La technique pourra à terme permettre d'insérer les fibres microstructurées mono ou multicœurs dans les réseaux de télécommunication et utiliser avantageusement leurs propriétés intéressantes. Les pertes du composant hybride doivent pour cela être améliorées.

ABSTRACT

These research works presented in this manuscript aim at designing, realizing and characterizing the optical summation function of hyperfrequency signals. This operation constitutes a key element of the future phased array antennas and of the opto-hyperfrequency signal processing. The principle, commonly admitted, to realize the optical summation relies on the spatial separation of the different signals on the photodiode. This limitation aims to suppress the homo/heterodyne noises detrimental for the correct addition of the microwave signals. However, we numerically and experimentally demonstrate that this principle is not funded. The solution proposed here consists in encapsulating standard optical fibers in a silica tube and in tapering the whole to desired dimensions. A summator with 14 channels is fabricated this way. No fluctuation of the summed hyperfrequency power is observed even if the signals overlap significantly over the photodiode.

The erroneous basic principle mentioned above led us from the start on a wrong track. We were looking for solutions for the summation function where signal coupling was minimal. In this goal, the multicore air/silica microstructured optical fibers seemed to be a competitive solution because of their high density of non coupled guide possibilities. The understanding of the different theories involving inter-core coupling was yet necessary and has been the object of an intense study. The application of the coupled mode theory to the particular microstructured optical fiber case enabled us to develop a novel method for calculating coupling coefficients between cores, which is useful in numerous applications. A mathematical law describing coupling evolution in terms of inter-core separation is also found out. Combining knowledge gained on microstructured fibers and the fusion-drawing set-up developed for the summators, we realize the interfacing between a standard fiber and a microstructured fiber and between several standard fibers and a multicore microstructured fiber. The technique could eventually allow mono or multicore microstructured fibers to be inserted in telecom networks in order to advantageously use their interesting properties. The losses of the hybrid component must therefore be improved.