UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

RÉALISATION ET ÉTUDE DE FILTRES SPECTRAUX INTÉGRÉS AUX FIBRES OPTIQUES UNIMODALES

par

Xavier DAXHELET
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUÉES (M.SC. A)

janvier 1990

© Xavier Daxhelet 1990

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Canadian Theses Service
Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada
K1A 0N4

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-58169-7

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

RÉALISATION ET ÉTUDE DE FILTRES SPECTRAUX INTÉGRÉS AUX FIBRES OPTIQUES UNIMODALES

présenté par: Xavier Daxhelet

en vue de l'obtention de grade de: Maîtrise ès sciences appliquées

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

M. Lionel Bertrand, D. d'État, président

M. Jacques Bures, D. Sc., directeur

Mme Suzanne Lacroix, Ph. D., co-directrice

M. Richard J. Black, Ph. D.

Sommaire.

Le but de ce projet est de trouver une solution au problème de l'isolation spectrale insuffisante des coupleurs multiplexeurs/démultiplexeurs à fibres optiques unimodales fusionnées. Ces coupleurs sont utilisés pour combiner ou séparer deux longueurs d'onde de télécommunication, typiquement 1300 nm et 1550 nm. Pour résoudre ce problème, on s'est servi des propriétés des fibres optiques unimodales effilées.

La transmission d'une fibre effilée ou structure biconique dépend de l'état d'interférence entre le mode fondamental et les autres, à la sortie de la structure. La puissance transmise peut varier de 0 à presque 100%.

En utilisant ces propriétés, on a conçu et étudié des filtres tout-fibre constitués d'une succession de deux structures biconiques réalisées par chauffage et étirage. Ces filtres appelés passe-bas pour 1300 nm et passe-haut pour 1550 nm présentent des largeurs de bandes satisfaisantes et des isolations adéquates aux longueurs d'onde de 1550 nm et 1300 nm. Ces deux types de filtre ont été réalisés avec deux fibres différentes (une fibre unimodale standard à saut d'indice à gaine uniforme de marque Corning et une fibre unimodale à saut d'indice à gaine semi-enterrée de marque AT&T).

Les résultats expérimentaux pour ces filtres donnent une isolation d'au moins 15 dB et une perte moyenne de 1 dB sur une bande passante de 40 nm. De plus, ces filtres se sont avérés compacts, faciles à réaliser et peu coûteux.

Pour comprendre ces résultats, deux modèles ont été utilisés. Le premier est un modèle simple utilisant l'analogie entre les structures biconiques et les interféromètres de Mach-Zehnder. Dans ce modèle, un filtre peut être représenté par une série de trois interféromètres: ceux des extrémités sont équivalents aux deux structures biconiques et celui du centre à la zone intermédiaire où ont lieu les battements entre les modes. Ce

modèle permet de comprendre le comportement spectral des filtres, de simuler une réponse en changeant les paramètres tels que la distance entre les structures, la forme des structures et la longueur d'onde, en vue de projets futurs.

Le second modèle est une approche plus rigoureuse qui utilise la théorie des modes locaux couplés dans un guide à gaine finie. On peut ainsi étudier les interactions des modes en fonction du profil longitudinal des filtres. Cette approche qualitative permet de mieux comprendre le comportement des modes se propageant dans les filtres.

Abstract

Operation at two wavelengths doubles the capacity of communication systems This wavelength division multiplexing (W.D.M.) requires special components such as W.D.M. couplers in order to launch signals of different wavelength (usually λ_1 = 1300 nm and λ_2 = 1550 nm) in a single fiber and to separate them at the receiving end. W.D.M. couplers are thus so designed that the coupling ratio should be ideally 100% at λ_1 and 0% at λ_2. However, this ideal coupling is not obtained and the typical isolation achieved is approximately 17 dB which does not satisfy the telecommunication requirement. Additional filtering devices are thus necessary to better isolate the demultiplexed signal.

The objective of this project is to synthesize compact all-fiber wavelength filters. Compact all-fiber wavelength passband-stopband filters have been realized using a matched and a slightly-depressed-inner-cladding step-index fiber. Such filters typically consist of two successive tapers separated by a few millimeters distance. A simple model, based on the modal interference properties of multiple-taper fibers, has been developed to describe the influence of geometrical parameters. Using the optimum parameters, one can realize a filter having a loss typically less than 1 dB over a 40 nm range around the pass wavelength with a more than 15 dB isolation over a 40 nm range around the stop wavelength. This performance is adequate to provide a sufficient isolation for the telecommunication wavelength demultiplexing application.

A more formal approach using local-mode-coupling has been developed using the real geometrical taper profile of filters.

Remerciements

Je tiens particulièrement à remercier ma co-directrice Madame Suzanne Lacroix pour son aide et ses idées tout au long de mon travail et mon directeur de recherche Monsieur Jacques Bures pour sa confiance et son expertise. Je remercie aussi Messieurs François Gonthier pour ses idées et conseils expérimentaux et Richard J. Black pour ses travaux théoriques et informatiques.

Table des matières

Sommaire iv

Abstract vi

Remerciements vii

Introduction 1

Chapitre 1: Théorie des fibres optiques unimodales effilées 5

1.1 Concepts théoriques sur les fibres optiques 7

Pour la fibre à gaine uniforme 11

Pour la fibre à gaine semi-enterrée 14

Orthogonalité des modes 17

1.2. Fibre effilée 18

Chapitre 2: Réalisation de filtres spectraux 23

2.1. Montage expérimental 23

2.2. Méthodes générales 25

1ière méthode: Filtre avec gaine protectrice 27

2ième méthode: Le jeu de phase 29

2.3 Résultats expérimentaux 32

2.3.1 Filtre en fibre à gaine uniforme (type Corning) 32

2.3.1.1 Méthode initiale 32

a) Filtre passe-bas 34

b) Filtre passe-haut 36

2.3.1.2 Méthode avec pré-étirage 38

a) Filtre passe-bas avec pré-étirage 40

b) Filtre passe-haut avec pré-étirage 42

2.3.2 Filtre en fibre à gaine semi-enterrée (type AT&T) 44

a) Filtre passe-bas 47

b) Filtre passe-haut 49

Chapitre 3 Modélisation et discussion des filtres tout-fibre 52

3.1. Modèle simple 53

Filtre passe-bas sans pré-étirage..... 55

Filtre passe-haut sans pré-étirage..... 56

Filtre passe-bas avec pré-étirage..... 57

Filtre passe-haut avec pré-étirage..... 58

3.2 Méthode des modes locaux couplés..... 59

3.2.1 Les modes locaux..... 60

3.2.2 Théorie des modes locaux couplés..... 63

Fibre à gaine uniforme 65

Fibre à gaine semi-enterrée 68

3.2.3 Critère d'adiabaticité..... 71

3.2.4 Discussion du modèle des modes locaux couplés..... 74

Filtre en fibre à gaine uniforme 74

a) Filtre passe-bas sans pré-étirage 74

b) Filtre passe-haut avec pré-étirage..... 78

Filtre en fibre à gaine semi-enterré..... 81

Conclusion..... 87

Bibliographie 90

Introduction

Les systèmes de télécommunication modernes utilisent de plus en plus les fibres optiques comme moyen de transport de l'information. La faible atténuation (de l'ordre de 0,5 dB par km) et la faible dispersion des fibres actuelles permettent une transmission fiable des signaux sur de grandes distances et à très haute fréquence. Ces deux caractéristiques font que les fibres optiques remplacent de plus en plus les câbles coaxiaux en télécommunication car elles ont l'avantage d'espacer considérablement les répéteurs et de transmettre une grande capacité d'information. De plus les signaux transmis par fibre optique sont insensibles aux perturbations électro-magnétiques extérieures. Leur introduction a créé de nouveaux besoins et a amené beaucoup de développements au niveau des composants des réseaux (sources, détecteurs, modulateurs, coupleurs, ...). Ces composants ont besoin d'interfaces pour être connectés à la fibre. Mais par contre, si ces composants sont faits de fibre, leurs connections en sont facilitées. Ces composants dits tout-fibre sont réalisables car il est possible de modifier les propriétés de transmission d'une fibre optique en y introduisant une non-uniformité. Les fibres unimodales effilées en sont un bon exemple.

Les fibres effilées, aussi appelées structures biconiques, sont réalisées en étirant une fibre préalablement et localement chauffée afin que la silice devienne malléable. Le fait que la fibre perd son uniformité longitudinale transforme sa réponse spectrale. Ces propriétés des fibres effilées ont été utilisées pour la fabrication des coupleurs bidirectionnels tout-fibre [1,2]. Ces coupleurs fabriqués en fusionnant et étirant deux fibres ensemble permettent de coupler la lumière provenant d'une fibre dans une autre. Le taux de couplage dépendant des caractéristiques des structures des coupleurs, il est donc possible de combiner ou de séparer les deux longueurs d'onde de télécommunication,

typiquement 1300 nm et 1550 nm. Ces longueurs d'onde ont la particularité de se situer en dehors des pics d'absorption des liens OH dans les fibres.

Cette méthode que l'on nomme multiplexage en longueur d'onde (WDM: Wavelength Division Multiplexing), permet de doubler la capacité des systèmes utilisant les fibres optiques unimodales comme support de l'information [3]. Chaque coupleur peut servir à la fois de multiplexeur et de démultiplexeur si on l'utilise dans l'autre sens.

L'isolation de ces coupleurs est de l'ordre de 17 dB sur une largeur spectrale de 40 nm. La figure suivante illustre le schéma d'un réseau utilisant le multiplexage en longueur d'onde.

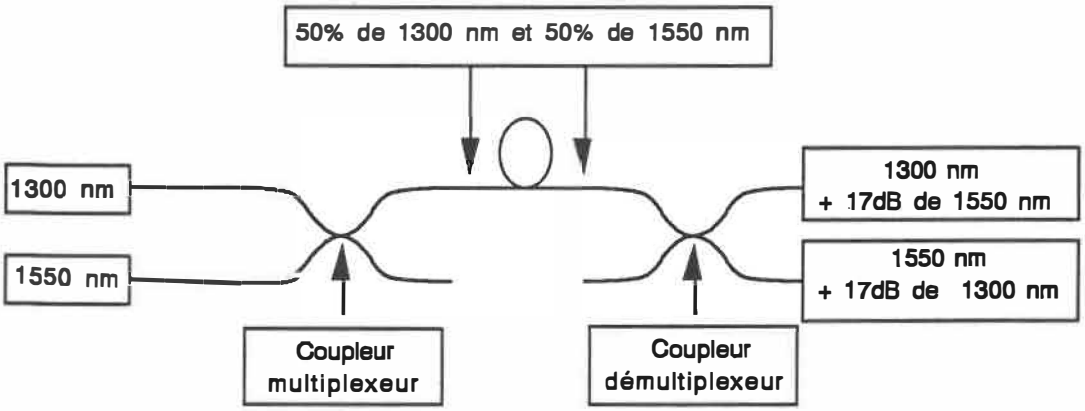

Schéma du réseau utilisant le multiplexage et démultiplexage en longueur d'onde.

Cette isolation est insuffisante pour que les systèmes de réception puissent identifier sans erreur l'information venant de chacune des deux branches. De plus, augmenter l'isolation permet d'augmenter la fréquence d'envoi des impulsions, car l'élimination du bruit occasionné par la deuxième longueur d'onde permet une meilleure séparation des impulsions.

Le but de ce projet est donc de résoudre le problème d'isolation en longueur d'onde des coupleurs démultiplexeurs. Une des solutions est de mettre en série plusieurs

coupleurs démultiplexeurs. Non seulement cette approche nuit à la compacité du composant, mais augmente considérablement le coût et la complexité du système, car la fabrication de coupleurs reste une opération assez délicate. Une autre solution est d'utiliser un filtre spectral juste à la sortie d'une des branches du coupleur. Les filtres spectraux conventionnels sont souvent encombrants et/ou occasionnent des pertes importantes causées par le couplage avec la fibre. Pour éliminer en grande partie les pertes de couplage, ces filtres pourraient être tout-fibre et intégrés au coupleur lui-même.

C'est cette solution qui a été retenue. Les filtres spectraux ont été faits tout en fibre optique unimodale et pourront être intégrés sur chaque branche du coupleur démultiplexeur, à quelques millimètres de celui-ci. Les systèmes coupleurs-filtres seront donc des composants très compacts. Ces systèmes sont illustrés sur la figure suivante:

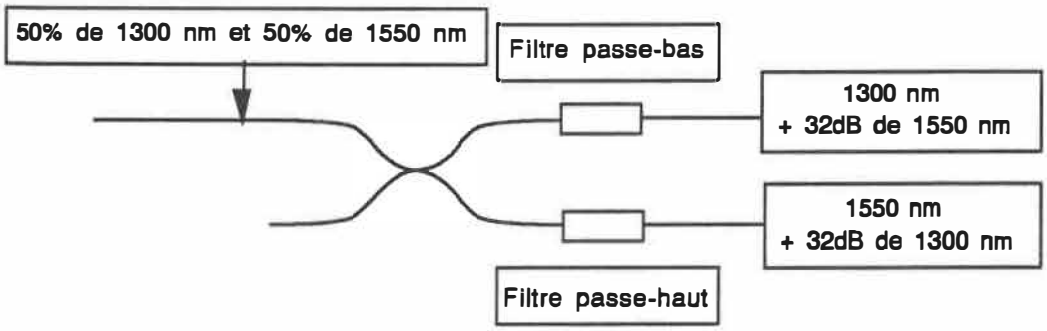

Schéma montrant l'utilisation de filtres spectraux pour améliorer l'isolation du coupleur démultiplexeur.

Pour la réalisation de ces filtres, on utilisera les propriétés des fibres optiques unimodales effilées. Ces mêmes propriétés ont permis la réalisation des coupleurs, les filtres seront donc construits selon la même technique que celle utilisée pour ces derniers. Les fibres effilées ont été étudiées par plusieurs auteurs tels Cassidy et al. [4], Boucouvalas et Georgiou [5] et Lacroix et al. [6]. Leurs propriétés et leurs applications ont fait aussi l'objet d'un mémoire de maîtrise [7].

Les filtres spectraux seront constitués de deux structures biconiques en série dont on combine les caractéristiques pour obtenir la transmission désirée. La capacité d'isolation de ces filtres devra être d'au moins 15 dB sur une bande passante de 40 nm avec, au plus, 0,5 dB de perte totale et cela pour les deux longueurs d'onde de télécommunication. Pour aider la compréhension et faciliter le choix des structures, plusieurs modèles seront développés au cours de ce mémoire.

Ce mémoire est divisé en trois chapitres: le premier fait un bref rappel de la théorie sur les fibres optiques et des structures effilées; dans le deuxième, on y définit la partie expérimentale du projet. Le troisième expose les modélisations et discutions concernant les filtres spectraux.

Il est à noter également que l'ensemble du projet de réalisation de filtres spectraux a fait l'objet d'une demande de brevet [8].

Chapitre 1: Théorie des fibres optiques unimodales effilées

Pour bien comprendre la théorie des fibres optiques unimodales effilées, il convient en premier lieu de bien définir les différents concepts et termes utilisés pour les fibres tout au long de ce mémoire.

Les fibres optiques sont des guides d'ondes cylindriques composés de plusieurs couches de silice dopée ou non d'indices de réfraction différents. Celle du centre dont l'indice de réfraction est le plus élevé du guide, est le cœur; c'est dans celle-ci que le champ électromagnétique est le plus confiné. Autour du cœur, s'enrobent une ou plusieurs gaines optiques dépendant du type de fibre. Une gaine protectrice absorbante en plastique entoure le tout pour isoler la fibre du milieu extérieur. On appelle profil d'indice d'un guide, la fonction $n = n(\vec{r})$, où n représente l'indice de réfraction et $\vec{r}$ un vecteur de coordonnées cylindriques (ρ, θ, z). Comme les fibres utilisées ont des profils d'indice à symétrie circulaire tel qu'illustrés aux figures 1.1 et 1.2, ce profil peut s'écrire $n = n(\rho)$. Dans ce mémoire, les quantités relatives au cœur, gaine optique interne (si elle existe), gaine optique et milieu extérieur seront désignées respectivement par les indices co, igo, go et ex. Les deux fibres utilisées dans ce projet sont toutes deux des fibres à saut d'indice, c'est-à-dire que l'indice varie par saut.

La première, une fibre à gaine uniforme, est composée de deux couches de silice: d'un cœur et d'une seule gaine optique. Si on enlève la gaine protectrice absorbante en plastique, on se retrouve avec un guide à trois couches (la troisième étant le milieu extérieur: air, huile, etc..).

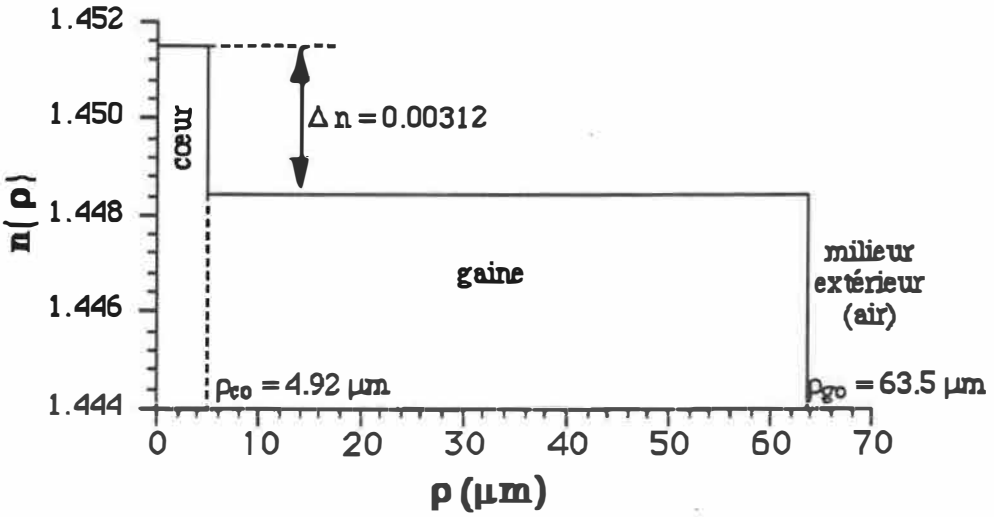

Fig.1.1: Profil d'indice d'une fibre à gaine uniforme à λ = 1,3 μm.

L'indice de réfraction des couches change en fonction de la longueur d'onde, mais l'important pour un guide est les différences entre les indices des couches, Δn, que l'on considérera constantes.

Dans le cadre de ces travaux, on considérera que la gaine protectrice est presque toujours enlevée et que le milieu extérieur est l'air. Les caractéristiques du profil d'indice de cette fibre sont montrées sur la figure 1.1. Cette fibre étant de marque Corning, on la désignera aussi comme étant la fibre de type Corning.

La deuxième fibre est une fibre à gaine semi-enterrée de marque AT&T. Elle a trois couches de silice: le cœur, la gaine optique interne et la gaine optique proprement dite. La particularité de ce type de fibre est que l'indice de réfraction de la gaine optique interne est inférieur à celui de la gaine optique. Cette caractéristique nous amène à qualifier la gaine optique de gaine annulaire. Le profil d'indice de cette fibre est montré sur la figure 1.2.

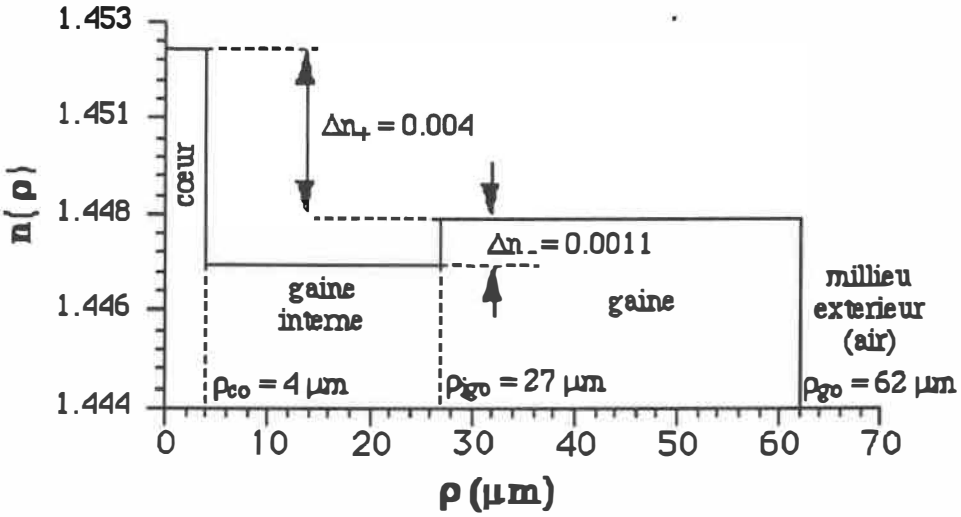

Fig.1.2: Profil d'indice d'une fibre à gaine semi-enterrée à λ = 1,3 µm. La gaine optique peut être qualifier de gaine annulaire.

1.1 Concepts théoriques sur les fibres optiques.

La grande partie de la théorie de fibre optique traitée dans ce chapitre provient des auteurs A.W. Snyder et J.D. Love [9]. Comme les fibres sont des guides d'ondes cylindriques, les coordonnées spatiales utilisées pour les décrire sont les coordonnées cylindriques ρ, θ, z où ρ et θ sont les coordonnées polaires dans le plan de section droite et z est la direction de propagation de la lumière. La fonction qui décrit la forme et le comportement du champ électro-magnétique dans le guide d'onde est solution de l'équation d'onde qui découle des équations de Maxwell. Pour simplifier la théorie et les calculs, on considère que la fibre guide faiblement la lumière, car les valeurs des indices de réfraction des couches de silice sont très proches les unes des autres ($n_{co} \approx n_{igo} \approx n_{go} \pm 0{,}2\%$). Cette approximation permet de simplifier l'équation d'onde vectorielle en une équation d'onde scalaire.

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2\, n^2(x,y) - \beta^2\right\} \Psi = 0 \qquad (1.1.1)$$

Le champ électrique qui est une solution de cette équation, s'écrit:

$$\vec{E}(\rho,\theta,z) = \vec{e}(\rho,\theta)\ \exp(i\beta z) \tag{1.1.2}$$

$$= \left[\vec{e}_t(\rho,\theta) + \hat{z}\, e_z(\rho,\theta)\right]\ \exp(i\beta z) \tag{1.1.3}$$

où e_t est la partie transverse du champ, e_z est la partie longitudinale et β est la constante de propagation. De plus, dans l'approximation du guidage faible, le champ est à peu de chose près électrique magnétique transverse (TEM) soit $e_z = 0$. On a donc des solutions qui sont des ondes planes inhomogènes [9, chap. 13].

On définit pour chaque couche, une fréquence normalisée sans dimension qui la caractérise. Pour la fibre à gaine uniforme, ces fréquences sont:

$$V_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2} \tag{1.1.4}$$

$$V_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{go}^2 - n_{ex}^2} \tag{1.1.5}$$

Pour la fibre à gaine semi-enterrée, ces fréquences sont:

$$V_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{co}^2 - n_{igo}^2} \tag{1.1.6}$$

$$V_{igo} = k\,\rho_{igo}\sqrt{n_{go}^2 - n_{igo}^2} \tag{1.1.7}$$

$$V_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{go}^2 - n_{ex}^2} \tag{1.1.8}$$

où $k = 2\pi / \lambda$.

Les solutions de l'équation 1.1.1 sont discrètes et chacune d'elles est un mode de propagation du champ électromagnétique dans le guide. On attribue à chaque mode un indice effectif, $n_{eff} = \beta/k$. De ces indices, on définit les fréquences propres sans dimension qui caractérisent chaque mode.

Pour la fibre à gaine uniforme, elles sont:

$$U_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad ; \quad W_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{eff}^2 - n_{go}^2} \tag{1.1.9}$$

$$U_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{go}^2 - n_{eff}^2} \quad ; \quad W_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{eff}^2 - n_{ex}^2} \tag{1.1.10}$$

Pour la fibre à gaine semi-enterrée, elles sont:

$$U_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad ; \quad W_{co} = k\,\rho_{co}\sqrt{n_{eff}^2 - n_{igo}^2} \tag{1.1.11}$$

$$U_{igo} = k\,\rho_{igo}\sqrt{n_{igo}^2 - n_{eff}^2} \quad ; \quad W_{igo} = k\,\rho_{igo}\sqrt{n_{eff}^2 - n_{go}^2} \tag{1.1.12}$$

$$U_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{go}^2 - n_{eff}^2} \quad ; \quad W_{go} = k\,\rho_{go}\sqrt{n_{eff}^2 - n_{ex}^2} \tag{1.1.13}$$

Les V, U et W satisfont les relations:

$$V_{co}^2 = U_{co}^2 + W_{co}^2 \tag{1.1.14}$$

$$V_{go}^2 = U_{go}^2 + W_{go}^2 \tag{1.1.15}$$

Pour V_{igo}, c'est différent. U_{igo} et W_{igo} ne peuvent être définis simultanément parce que comme $n_{igo} < n_{go}$, n_{eff} ne peut satisfaire en même temps les deux relations de l'équation 1.1.12.

L'équation d'onde scalaire devient donc en utilisant les fréquences propres pour le cas de la fibre à gaine uniforme [9]:

<u>pour $\rho < \rho_{co}$</u>

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2\frac{U_{co}^2}{\rho^2}\right\}\Psi = 0 \tag{1.1.16}$$

<u>pour $\rho_{go} > \rho > \rho_{co}$</u>

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2\frac{W_{co}^2}{\rho^2}\right\}\Psi = 0 \qquad \text{si} \quad n_{go} < n_{eff} < n_{co} \tag{1.1.17}$$

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2\frac{U_{go}^2}{\rho^2}\right\}\Psi = 0 \qquad \text{si} \quad n_{ex} < n_{eff} < n_{go} \tag{1.1.18}$$

<u>pour $\rho > \rho_{go}$</u>

$$\left\{\nabla_t^2 + k^2 \frac{W_{go}^{\ 2}}{\rho^2}\right\} \Psi = 0 \tag{1.1.19}$$

Les solutions de ces équations différentielles sont des combinaisons linéaires de fonctions de Bessel ou de fonctions modifiées de Bessel.

Ces solutions ont donc la forme:

$$\Psi_{lm} = F_l\left(A_m R\right) e^{il\theta}\, e^{i\beta_{lm} Z} \tag{1.1.20}$$

où A peut valoir U ou W selon le cas, β_{lm} est la constante de propagation, $m^{ième}$ racine de l'équation aux valeurs propres pour l donné, F désigne la combinaison des fonctions de Bessel ou des fonctions modifiées de Bessel appropriées et R est le rayon normalisé, $R=\rho / \rho_{co}$.

Pour l et m donnés, Ψ_{lm} de l'équation 1.1.20 représente le champ d'un mode. Le mode fondamental est le mode qui correspond à l=0 et m=1. De cela, une fibre est dit unimodale si le mode fondamental est le seul dont l'indice effectif est compris entre n_{co} et n_{go}. Un mode est dit normalisé lorsqu'il est représenté sous la forme:

$$\psi_{lm}(\rho,\theta) = \frac{\Psi_{lm}(\rho,\theta)}{\left(\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} \Psi_{lm}^2(\rho)\, \rho\, d\rho\, d\theta\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{1.1.21}$$

Lors de la variation d'un paramètre tel la longueur d'onde ou le rayon de la fibre, un mode change de couche si son indice effectif devient inférieur ou supérieur à l'indice d'une couche [10].

Les types de mode des guides diélectriques sont les modes: HE_{nm}, EH_{n-2m}, TM_{0m} et TE_{0m} [9,chap.12]. Dans l'approximation du guidage faible, les modes HE_{nm} et EH_{n-2m} ainsi que les modes HE_{2m}, TE_{0m} et TM_{0m} sont dégénérés [9,chap. 13]. Tous les modes peuvent donc être décrits comme une combinaison des modes HE_{nm}, EH_{n-2m}, TE_{0m} et TM_{0m}. La notation la plus utilisée pour les fibres optiques est la notation LP (Linear Polarisation). Ainsi, le mode fondamental d'une fibre est le mode HE_{11} ou LP_{01}, les modes LP_{nm} sont une combinaison des modes EH_{n-1m} et HE_{n+1m} et les modes LP_{1m} sont une combinaison des modes TE_{0m}, TM_{0m} et HE_{2m}. En raison de la symétrie circulaire des fibres optiques, les travaux dans ce mémoire ne considèrent que les modes à symétrie circulaire (pas de dépendance azimutale), soit les modes LP_{0m}. Et donc on n'utilisera que des modes tels que dans l'équation 1.1.20, $l = 0$.

Pour la fibre à gaine uniforme [11]:

Pour la fibre à gaine uniforme, il y a deux sortes de modes guidés: les modes de cœur pour lesquels $n_{go} < n_{eff} < n_{co}$ et les modes de gaine où $n_{ex} < n_{eff} < n_{go}$. Les modes de rayonnement tels que $n_{eff} < n_{ex}$ sont perdus et occasionnent une perte de puissance du signal. Lors de la présence de la gaine protectrice en plastique, les modes de gaine sont transformés en modes à fuite [9,chap. 24] dont leur amplitude s'atténue lors de la propagation du champ.

Les parties radiales des modes qui n'ont pas de dépendance azimutale sont décrites pour les différentes couches de la façon suivante:

si $n_{co} \geq n_{eff} \geq n_{go}$ (mode de coeur)

$$\psi_1 = \begin{cases} J_0\left(U_{co}^1 R\right) & \text{si } 0 \leq R < 1 \\ C_1 I_0\left(W_{co}^1 R\right) + C_2 K_0\left(W_{co}^1 R\right) & \text{si } 1 \leq R < S \\ C_3 K_0\left(W_{go}^1 \frac{R}{S}\right) & \text{si } R \geq S \end{cases} \quad (1.1.22)$$

si $n_{go} \geq n_{eff} \geq n_{ex}$ (mode de gaine)

$$\psi_1 = \begin{cases} J_0\left(U_{co}^1 R\right) & \text{si } 0 \leq R < 1 \\ C_1' J_0\left(U_{go}^1 \frac{R}{S}\right) + C_2' Y_0\left(U_{go}^1 \frac{R}{S}\right) & \text{si } 1 \leq R < S \\ C_3' K_0\left(W_{go}^1 \frac{R}{S}\right) & \text{si } R \geq S \end{cases} \quad (1.1.23)$$

Les coefficients C_i, C'_i, U_{co}, W_{co}, U_{go} et W_{go} sont déterminés en égalisant de façon numérique les champs et leur dérivée première aux différentes interfaces.

Les indices effectifs des cinq premiers modes de type LP_{0m} sont montrés sur la figure 1.3. Ils permettent de déterminer pour un V_{co} donné, les fréquences propres de chaque mode et donc le champ lui-même.

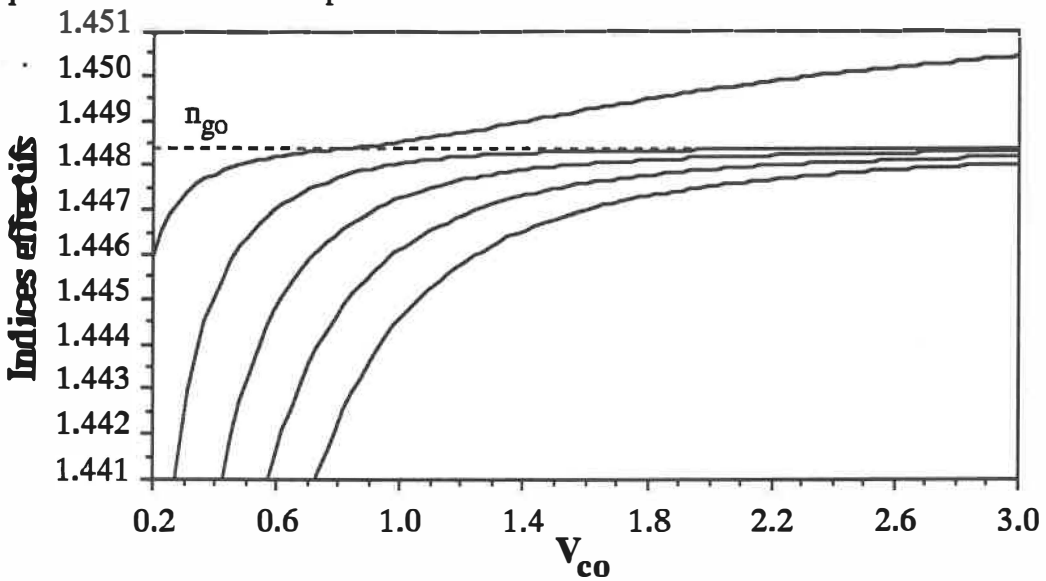

Fig.1.3: courbes des indices effectifs des cinq premiers modes à symétrie circulaire en fonction de V_{co} pour la fibre à gaine uniforme.

Sur les figures 1.4 et 1.5, les deux premiers modes, LP_{01} et LP_{02}, sont représentés pour différentes valeurs de V_{co}. Le mode LP_{01}, lorsque $V_{co} = 3$, est mode de cœur, lorsque $V_{co} = 1$ et $V_{co} = 0{,}2$, il est mode de gaine. Le mode LP_{02} est mode de gaine pour ces trois valeurs de V_{co}.

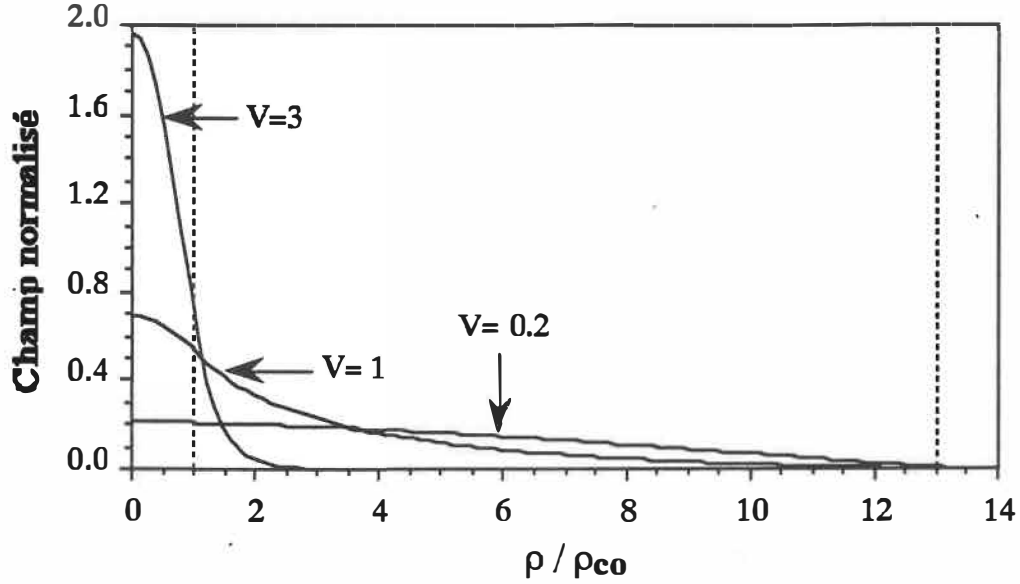

Fig.1.4: Champs normalisés du mode LP_{01} pour V_{co}=3, V_{co}=1 et V_{co}=0,2 de la fibre à gaine uniforme.

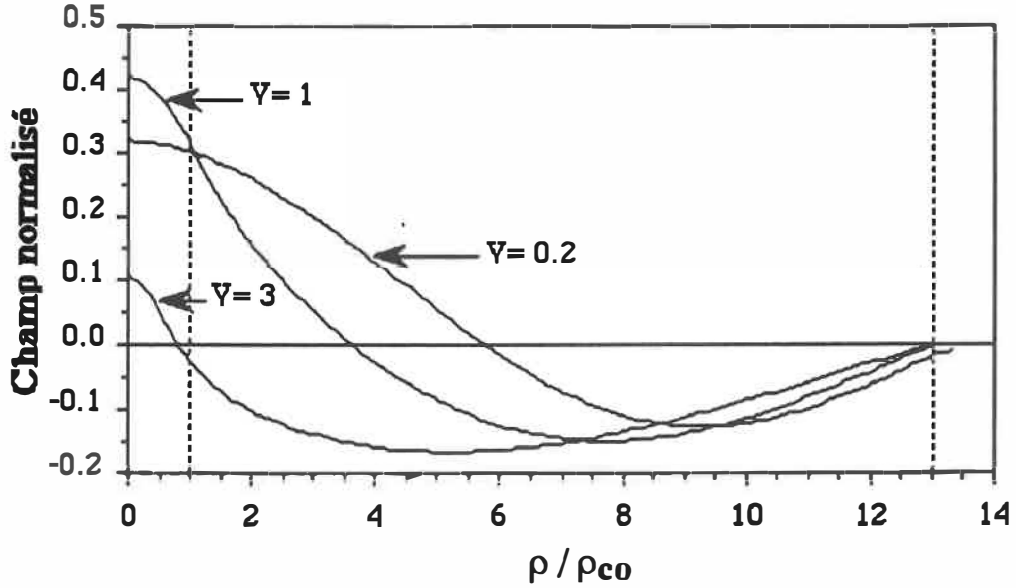

Fig.1.5: Champs normalisés du mode LP_{02} pour $V_{co} = 3$, $V_{co} = 1$ et $V_{co} = 0{,}2$ de la fibre à gaine uniforme.

Pour la fibre à gaine semi-enterrée [12]:

si $n_{co} > n_{eff} > n_{go}$ (mode de coeur)

$$\psi_1 = \begin{cases} J_0\left(U^1_{co}\, R\right) & \text{si } 0 \le R < 1 \\ C_1\, I_0\left(W^1_{co}\, R\right) + C_2\, K_0\left(W^1_{co}\, R\right) & \text{si } 1 \le R < S_i \\ C_3\, I_0\left(W^1_{igo}\, \frac{R}{S_i}\right) + C_4\, K_0\left(W^1_{igo}\, \frac{R}{S_i}\right) & \text{si } S_i \le R < S \\ C_5\, K_0\left(W^1_{go}\, \frac{R}{S}\right) & \text{si } R \ge S \end{cases} \qquad (1.1.24)$$

si $n_{go} > n_{eff} > n_{igo}$ (mode d'anneau)

$$\psi_1 = \begin{cases} J_0\left(U^1_{co}\, R\right) & \text{si } 0 \le R < 1 \\ C'_1\, I_0\left(W^1_{co}\, R\right) + C'_2\, K_0\left(W^1_{co}\, R\right) & \text{si } 1 \le R < S_i \\ C'_3\, J_0\left(U^1_{go}\, \frac{R}{S}\right) + C'_4\, Y_0\left(U^1_{go}\, \frac{R}{S}\right) & \text{si } S_i \le R < S \\ C'_5\, K_0\left(W^1_{go}\, \frac{R}{S}\right) & \text{si } R \ge S \end{cases} \qquad (1.1.25)$$

si $n_{igo} > n_{eff} > n_{ex}$ (mode de gaine)

$$\psi = \begin{cases} J_0\left(U_{co}\, R\right) & \text{si } 0 \le R < 1 \\ C''_1\, J_0\left(U_{igo}\, \frac{R}{S_i}\right) + C''_2\, Y_0\left(U_{igo}\, \frac{R}{S_i}\right) & \text{si } 1 \le R < S_i \\ C''_3\, J_0\left(U_{go}\, \frac{R}{S}\right) + C''_4\, Y_0\left(U_{go}\, \frac{R}{S}\right) & \text{si } S_i \le R < S \\ C''_5\, K_0\left(W_{go}\, \frac{R}{S}\right) & \text{si } R \ge S \end{cases} \qquad (1.1.26)$$

Pour les fibres à gaine semi-enterrée, il y a trois types de modes guidés. En plus des modes de gaine où $n_{ex} < n_{eff} < n_{igo}$, il y a les modes d'anneau où $n_{igo} < n_{eff} < n_{go}$. Les indices effectifs des trois premiers modes sont montrés sur la figure 1.6.

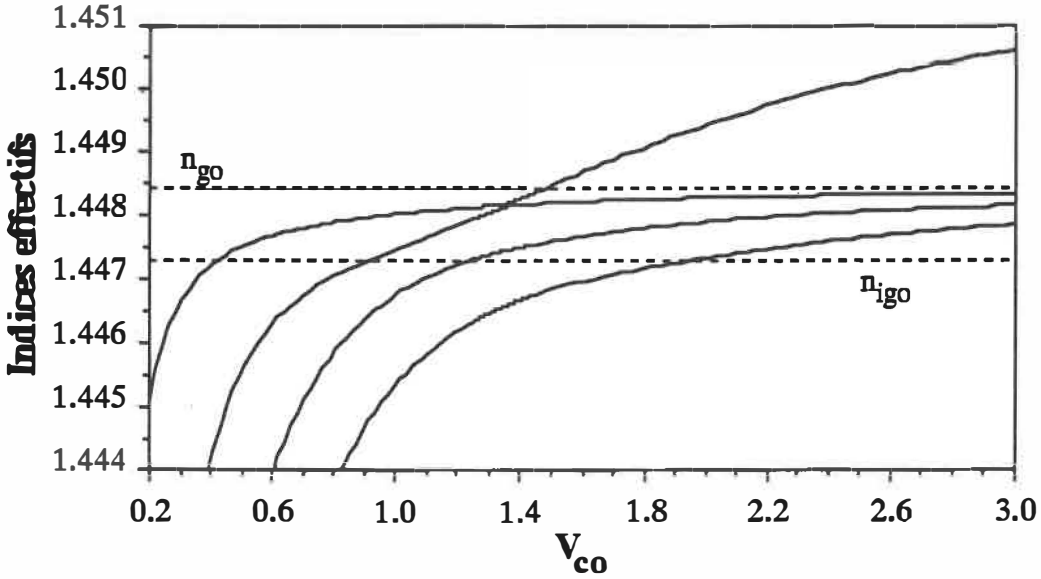

Fig.1.6: Courbes des indices effectifs des cinq premiers modes à symétrie circulaire en fonction de V_{co} de la fibre à gaine semi-enterrée.

Sur les figures 1.7 et 1.8, les deux premiers modes LP_{01} et LP_{02} sont représentés pour plusieurs valeurs de V_{co} allant de 0,2 à 3. Le mode LP_{01} est mode de cœur pour V_{co}=3, mode d'anneau pour V_{co}=1,35 et V_{co}=1 et mode de gaine pour V_{co}=0,2. On remarque que son champ s'étale trés vite lorsque V_{co} diminue. Le mode LP_{02} est mode d'anneau pour V_{co}=3 et V_{co}=1,35 et mode de gaine pour V_{co}=0,2. La valeur de V_{co}=1,35 est importante, car c'est vers cette valeur que les indices effectifs des deux premiers modes sont les plus rapprochés (figure 1.6). On peut voir sur ces figures que les modes d'anneau possèdent un maximum d'amplitude dans la gaine optique. Ce maximum forme un anneau autour du cœur.

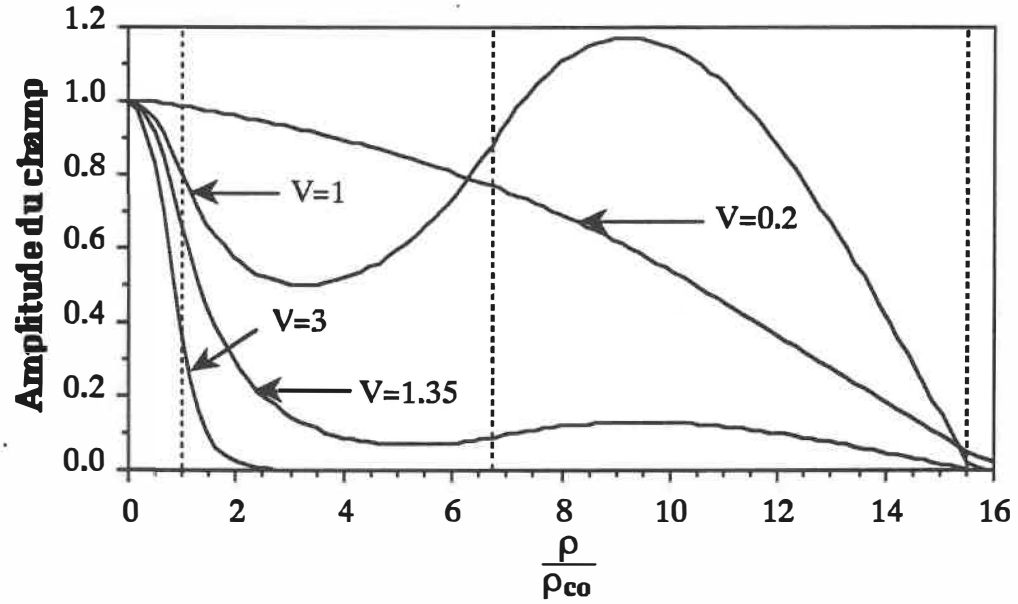

Fig.1.7: Amplitude du mode LP_{01} pour les valeurs V_{co}=3, V_{co}=1,35, V_{co} =1 et V_{co} =0,2 pour la fibre à gaine semi-enterrée. Les champs ne sont pas normalisés pour raison de présentation.

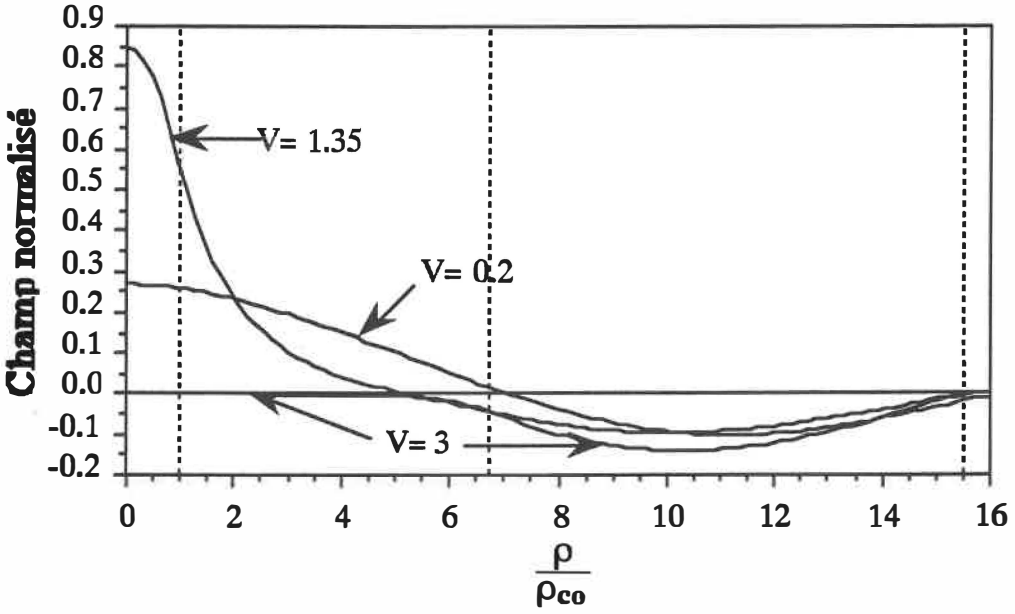

Fig.1.8: Amplitude du mode LP_{02} pour les valeurs V_{co}=3, V_{co}=1,35 et V_{co} =0,2 pour la fibre à gaine semi-enterrée.

Orthogonalité des modes

Une des propriétés importantes des modes d'un guide est l'orthogonalité entre ceux-ci. La similitude mathématique entre les modes et les fonctions d'onde de la mécanique quantique nous mène à les représenter avec la notation < bras | kets >. Ils seront représentés normalisés. Un mode peut donc s'exprimer de la façon suivante [9]:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_j(\rho,\theta) \\ \mathbf{h}_j(\rho,\theta) \end{pmatrix} e^{i\beta_j z} = \left|\psi_j(\rho,\theta)\right\rangle \; e^{i\beta_j z} \tag{1.1.27}$$

où β_j est la constante de propagation du mode j.

L'orthogonalité est définie par l'intégrale de recouvrement:

$$\left\langle \psi_j \,\middle|\, \psi_i \right\rangle = \frac{\int_{A_\infty} \mathbf{e}_i \times \mathbf{h}_j^* \cdot \hat{z}\, dA}{\sqrt{\mathbf{N_i}\,\mathbf{N_j}}} = \frac{\int_{A_\infty} \mathbf{e}_j^* \times \mathbf{h}_i \cdot \hat{z}\, dA}{\sqrt{\mathbf{N_i}\,\mathbf{N_j}}} \tag{1.1.28}$$

$$= \delta_{ji}$$

où N_i est la constante de normalisation du mode i et δ_{ij} le delta de Kronecker.

1.2. Fibre effilée.

La fibre effilée ou encore structure biconique est constituée de deux cônes reliés entre eux par une région quasi-cylindrique, figure 1.9.

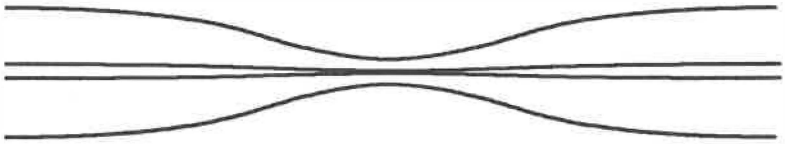

Fig.1.9: Fibre effilée ou structure biconique.

Une fibre effilée est fabriquée par étirage à l'aide d'une flamme. Pendant l'étirage, on mesure la puissance du signal à la sortie véhiculée par le mode LP_{01} afin de savoir si la transmission désirée est obtenue. Lors de l'étirage d'une fibre, on remarque que la puissance transmise oscille, figure 1.10. C'est ces oscillations qui ont été le point de départ de l'étude des fibre effilées [7, 13].

Elles sont dues aux couplages entre le mode LP_{01} (l'unique mode de la fibre primitive) et les modes d'ordre supérieur, c'est-à-dire à des transferts de puissance de ce mode vers les autres. Comme on le verra dans le chapitre 3, c'est dans les régions les plus abruptes de la fibre effillée, donc dans les cônes, que ces couplages se font. Une fois la puissance répartie dans les différents modes par le premier cône, ces modes battent entre eux dans la partie quasi-cylindrique. Au deuxième cône, la puissance est de nouveau répartie mais selon leur phase respective. Lors de l'étirage, on augmente la longueur de la région quasi-cylindrique, ce qui change le déphasage entre les modes au deuxième cône. Ces variations de déphasage changent la répartition de la puissance et donc celle transmise dans le mode fondamental. On définit le taux d'étirage d'une fibre à partir du nombre d'oscillations obtenu et ce nombre est représenté par la variable N. Ainsi, pour obtenir une structure biconique de N=2, il a fallu étirer une fibre de 2 oscillations.

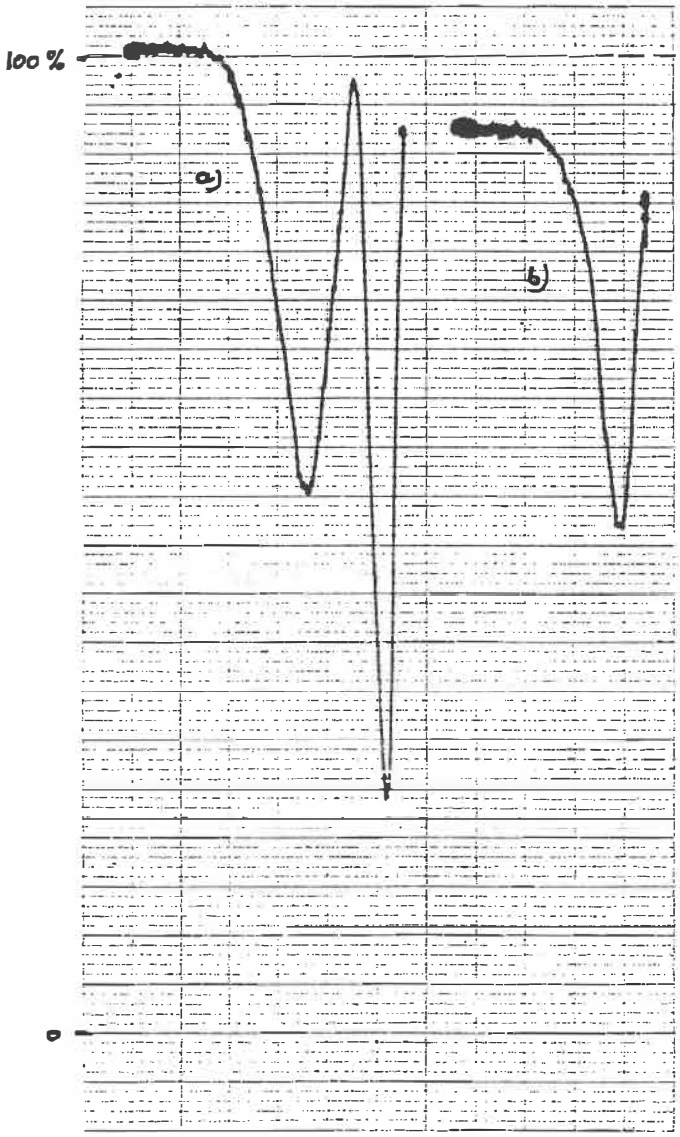

Fig.1.10: Courbes de transmission de deux structures biconiques a) N=2 et b) N=1 d'une fibre à gaine uniforme en fonction de leur étirage.

Les fibres effilées possèdent aussi une symétrie circulaire, ce qui amène à ne considérer que les modes ayant cette symétrie, soit les modes LP_{0m}.

La fibre effilée se comporte approximativement comme un interféromètre Mach-Zehnder [7, 14, 15]. Les pentes abruptes du premier cône de la structure effilée occasionnent le couplage du mode fondamental avec les modes d'ordre supérieur LP_{0m} et

elles font donc office de lame séparatrice. Les modes battent ensuite dans la région centrale et se recouplent selon leur phase aux pentes du deuxième cône qui jouent le rôle de lame mélangeuse. Cette équivalence peut être représentée pour deux modes par :

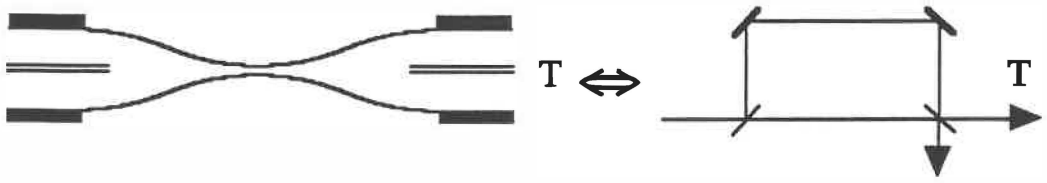

Fig.1.11: Correspondance entre une structure biconique et un interféromètre de Mach-Zehnder.

On peut mieux se rendre compte de cette correspondance, si la longueur de fibre où les pentes sont abruptes, est beaucoup plus petite que la longueur de la région centrale quasi-cylindrique. On peut négliger la région des pentes et schématiser la structure comme une double épissure [14].

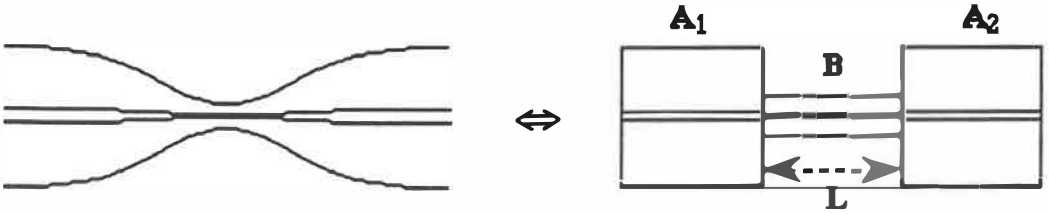

Fig1.12: Approximation de la structure biconique en une série de trois guides uniformes, soit une double épissure.

On suppose que le champ dans la région A_1 ne contient que le mode fondamental LP_{01} et qu'il n'excite que deux modes dans la région centrale LP_{01} et LP_{02}. Donc à l'interface Z = 0, on a [7, 14, 15]:

$$\left| LP_{01}(0) \right\rangle_{A_1} = b_1^0 \left| LP_{01}(0) \right\rangle_B + b_2^0 \left| LP_{02}(0) \right\rangle_B \qquad (1.2.1)$$

où

$$b_1^0 = {}_B\left\langle LP_{01}(0) \middle| LP_{01}(0) \right\rangle_{A_1} \qquad (1.2.2)$$

$$b_2^0 = {}_B\left\langle LP_{02}(0) \middle| LP_{01}(0) \right\rangle_{A_1} \qquad (1.2.3)$$

A l'interface Z = L, on a:

$$b_1^0 e^{i\beta_1 L} \left| LP_{01}(L) \right\rangle_B + b_2^0 e^{i\beta_2 L} \left| LP_{02}(L) \right\rangle_B$$
$$= a_1 \left| LP_{01}(L) \right\rangle_{A_2} + a_2 \left| LP_{02}(L) \right\rangle_{A_2} \qquad (1.2.4)$$

Ce qui est intéressant, c'est la puissance dans le cœur à la sortie de la structure et donc:

$$|a_1|^2 = \Big| b_1^0 e^{i\beta_1 L} {}_{A_2}\langle LP_{01}(L)|LP_{01}(L)\rangle_B$$
$$+ b_2^0 e^{i\beta_2 L} {}_{A_2}\langle LP_{01}(L)|LP_{02}(L)\rangle_B \Big|^2 \qquad (1.2.5)$$

$$= \left| b_1^0 b_1^L e^{i\beta_1 L} + b_2^0 b_2^L e^{i\beta_2 L} \right|^2 \qquad (1.2.6)$$

$$= \left(b_1^0 b_1^L\right)^2 + \left(b_2^0 b_2^L\right)^2 + 2 b_1^0 b_1^L b_2^0 b_2^L \cos \delta\beta L \qquad (1.2.7)$$

où $\delta\beta = \beta_1 - \beta_2$.

Si on pose

$$\left(b_1^0 b_1^L\right)^2 = T_1 \quad \text{et} \quad \left(b_2^0 b_2^L\right)^2 = T_2 \qquad (1.2.8)$$

alors la transmission d'une fibre effilée devient analogue à celle d'un interféromètre de Mach-Zehnder:

$$\mathcal{T}_{co} = T_1 + T_2 + 2\sqrt{T_1 T_2} \cos \delta\beta L \qquad (1.2.9)$$

où L est la distance séparant les deux structures biconiques, T_1 et T_2 sont respectivement les transmission dans les mode LP_{01} et LP_{02} dans la région B. La transmission finale $\mathcal{T}_{co}$ est une fonction de la longueur d'onde, car β, T_1 et T_2 dépendent de celle-ci.

Par cette équation, on comprend mieux le comportement de la courbe de transmission en fonction de l'étirage. On voit que plus on étire la structure, plus L augmente et donc plus $\mathcal{T}_{co}$ oscille.

Comme $\mathcal{T}_{co}$ est la transmission finale de la puissance dans le cœur, on peut aussi définir $\mathcal{T}_{go}$ comme étant la transmission de la puissance dans la gaine optique qui dans le modèle de l'interféromètre de Mach-Zehnder, correspond à la transmission de la 2e sortie de la lame mélangeuse (figure 1.11).

En négligeant toute autre perte, ces variables sont reliées par le relation:

$$\mathcal{T}_{co}(\lambda) + \mathcal{T}_{go}(\lambda) = 1 \qquad (1.2.10)$$

Il est intéressant de noter que, pour le cas où il n'y a que deux modes, la transmission dans la gaine peut s'écrire sous la forme:

$$\mathcal{T}_{go} = 4\sqrt{T_1\,T_2}\,\sin^2\left(\frac{\delta\beta L}{2}\right) \qquad (1.2.11)$$

par la propriété $T_1 + T_2 = 1$.

Ce modèle sur les fibres effilées qui a déjà eu de bons résultats [15] va nous permettre de comprendre les différentes démarches menant à la réalisation des filtres spectraux tout-fibre. Comme ces filtres sont constitués d'une série de deux structures biconiques, ce modèle nous permettra d'obtimiser la réponse spectrale de ces structures.

Chapitre 2: Réalisation de filtres spectraux

Ce chapitre a essentiellement pour but d'exposer les résultats expérimentaux obtenus. Il est séparé en trois sections: la première donne une description complète du montage expérimental, la deuxième développe la méthode générale de fabrication et la troisième décrit les résultats expérimentaux ainsi que les méthodes particulières de fabrication.

2.1. Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental est illustré à la figure 2.1. La fibre dénudée de sa gaîne protectrice est maintenue devant une torche par deux pinces. L'une d'elles est fixe tandis que l'autre est installée sur un chariot à coussin d'air. Ce dernier glissant sur un rail légèrement incliné tend la fibre par gravité. Les déplacements du chariot sont enregistrés par un détecteur de position qui est connecté à un picoampèremètre. Le détecteur a été conçu de telle façon que l'intensité du signal sortant soit directement proportionnel à la position du chariot. La torche peut se déplacer dans les trois directions de l'espace grâce à trois moteurs micrométriques. Le bec de la torche peut être changé pour modifier la largeur de la flamme.

La source lumineuse est constituée d'une ampoule de projecteur émettant de la lumière blanche (lampe halogène). Elle est placée à la fente d'entrée d'un monochromateur, la fibre étant placée à la fente de sortie. Le monochromateur permet de sélectionner la longueur d'onde de travail. A l'autre extrémité de la fibre se trouve la tête d'un détecteur de marque Anritsu ayant une sensibilité de -90 dBm (1 dBm = 10 x log[1 mW]), la puissance couplée dans la fibre étant d'environ -57 dBm. Le détecteur et le picoampèremètre sont tous deux branchés à une table traçante, ce qui permet de visualiser la courbe de la transmission en fonction de l'étirage. Le monochromateur et le détecteur sont connectés à un ordinateur, ce qui permet d'enregistrer la transmission des structures obtenues en fonction de la longueur d'onde.

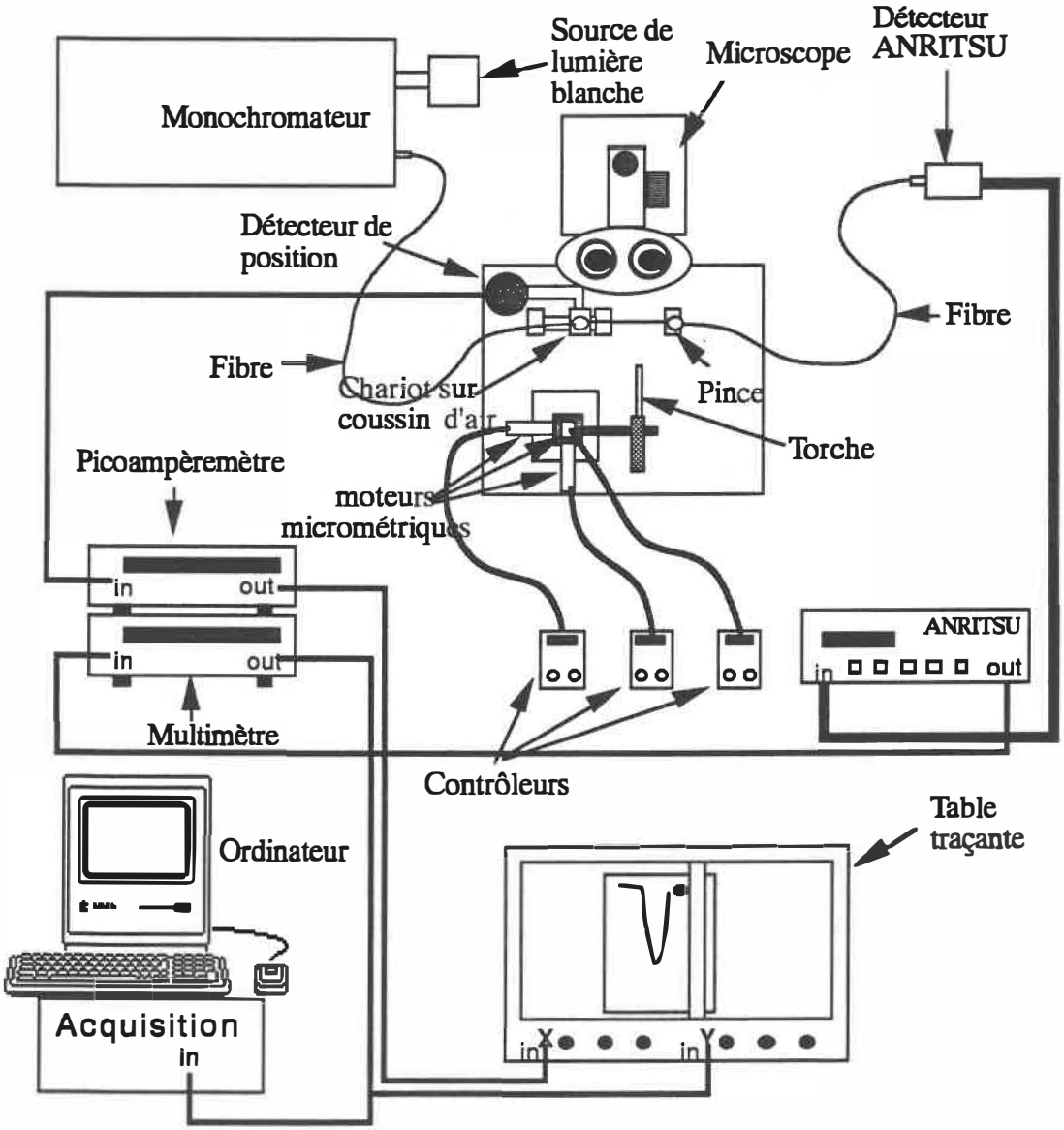

Fig.2.1: Montage expérimental pour la réalisation et l'étude des filtres spectraux.

2.2. Méthodes générales

En premier lieu, il convient de décrire la méthode utilisée pour réaliser une structure biconique. La fibre est d'abord dénudée et nettoyée, après quoi, on enregistre la transmission du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde. Cet enregistrement représente la réponse globale du système (transmission de la fibre, sensibilité du détecteur, sensibilité du monochromateur,...) en fonction de la longueur d'onde et elle servira par la suite de normalisation pour les autres. Ensuite, le monochromateur est réglé sur la longueur d'onde pour laquelle on désire un maximum de transmission et l'étirage commence.

La fibre est étirée jusqu'à ce que le nombre N voulu d'oscillations de la courbe de transmission en fonction de l'étirage (figure 1.10) soit obtenu, et l'on s'arrête sur l'un de ses maxima. On enregistre la transmission en fonction de la longueur d'onde de la structure obtenue. Les résultats sont normalisés et la courbe est quasiment sinusoïdale (figure 2.2). Il a déjà été remarqué [7] que plus N est grand, plus la variation de la transmission totale en fonction de la longueur d'onde est rapide. Cela s'explique par le fait que la longueur L de la partie étirée augmente avec N. Comme la différence entre les constantes de propagation des modes $\delta\beta$ dépend de la longueur d'onde, plus L est grand, plus le cosinus de l'équation 1.2.9 varie rapidement avec la longueur d'onde.

Donc pour avoir une courbe de transmission particulière, il suffit d'ajuster la longueur L de la partie étirée en utilisant la bonne largeur de flamme pour l'étirage et en étirant jusqu'au N approprié. On utilisera surtout des N inférieurs ou égaux à 2 pour obtenir des bandes passantes larges, c'est-à-dire d'obtenir des variations lentes de transmission en fonction de la longueur d'onde. On peut voir sur la fig.2.2, les transmissions de différentes structures réalisées avec la fibre à gaine uniforme. Mais même en ajustant au mieux les paramètres, on ne peut pas obtenir avec une seule structure un filtre ayant une isolation de 15 dB.

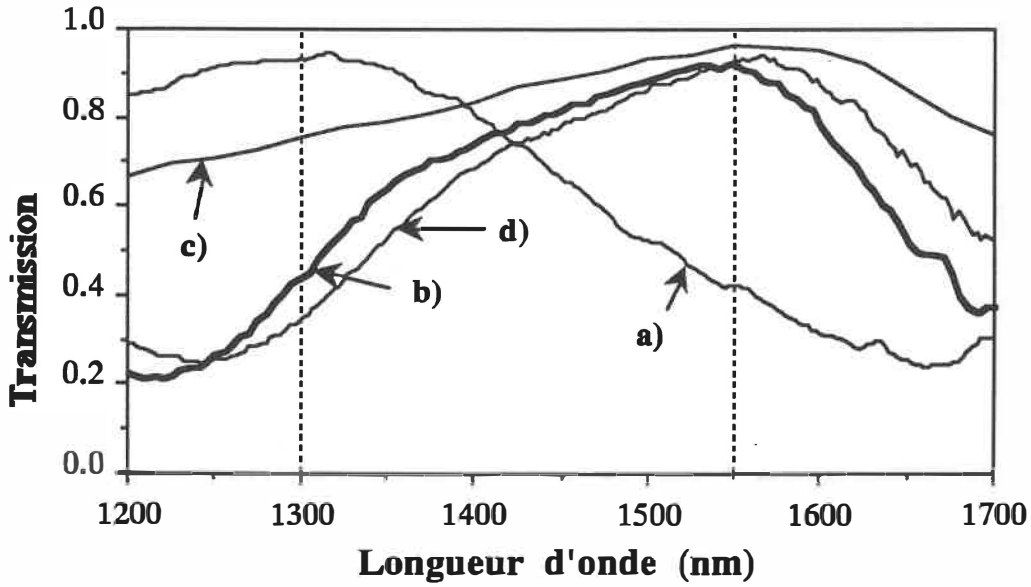

Fig.2.2: Transmissions de deux structures biconiques sur une fibre à gaine uniforme non-prétirée: a) une structure N=1 avec maximum à 1300 nmet b) N=2 avec maximum à 1550 nm et transmissions de deux structures biconiques sur une fibre à gaine uniforme prétirée: c) N=1 avec maximum à 1550 nm et d) N=2 à 1550 nm.

Pour modèliser la transmission d'une structure biconique, on utilise l'équation 1.2.11 du chapitre précédent. Mais ne connaissant pas la répartition exacte de la puissance dans les modes guidés par la structure biconique, les différents paramètres sont mesurés sur les graphiques expérimentaux. La transmission dans la gaine optique sera représentée par la lettre R, car elle correspond au coefficient de réflexion dans l'analogie avec la série d'interféromètre. Et donc si on néglige les pertes, cela donne pour la transmission dans la gaine optique [16,17]:

$$R(\lambda) = R_0 \sin^2 \theta(\lambda) = R_0 \sin^2\left|\frac{\pi}{\Lambda}(\lambda - \lambda_p)\right| \qquad (2.2.1)$$

où λ_p est la longueur d'onde du maximum de transmission, Λ est la période d'oscillation de la transmission et R_0 est la transmission maximale dans la gaine mesurée expérimentalement sur les graphiques. Sur la figure 2.2, on voit que pour des structures biconique avec $N \leq 2$,

R_0 atteind au maximum 75% aux longueurs d'onde de télécommunication, ce qui représente une atténuation maximale de 6 dB.

1ière méthode: Filtre avec gaine protectrice.

Comme on l'a vu précédemment, une seule structure biconique n'est donc pas suffisante pour obtenir un filtre spectral avec l'isolation désirée (15 dB). Nous avons donc associé plusieurs structures. On sait d'autre part qu'une structure éffilée a une transmission analogue à celle d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Une série de structures effilées peut donc être représentée de la façon suivante:

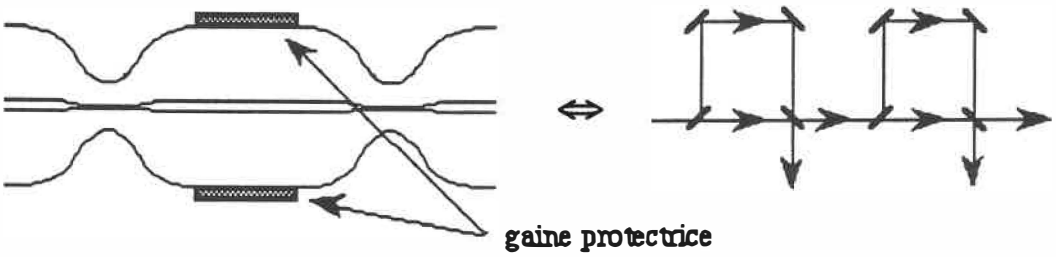

Fig.2.3: Analogie entre un filtre avec gaine protectrice entre les structures et une série de deux interféromètres de Mach-Zehnder

Avec une gaine protectrice piégeant les modes de gaine entre les deux structures biconiques, le filtre a pour transmission:

$$\mathcal{T}(\lambda) = T_1(\lambda)\ T_2(\lambda) \qquad (2.2.2)$$

où T_1 et T_2 sont respectivement la transmission de la première et de la deuxième structure biconique.

Avec cette configuration, on devrait en théorie obtenir une transmission qui serait le produit des transmissions des structures biconiques ou autrement dit, obtenir une atténuation totale qui serait la somme des atténuations calculées en dB, soit au maximum 12 dB compte tenu des résultats précédents.

Mais en réalité, en présence de la gaine protectrice, les modes de gaines deviennent des modes à fuite [9, chap. 24] et pour que ces modes soient complètement absorbés, il faut que la longueur de la gaine protectrice entre les structures soit suffisante, c'est-à-dire de plusieurs centimètres voir même plusieurs dizaines de centimètres, la figure 2.4 illustre ce problème.

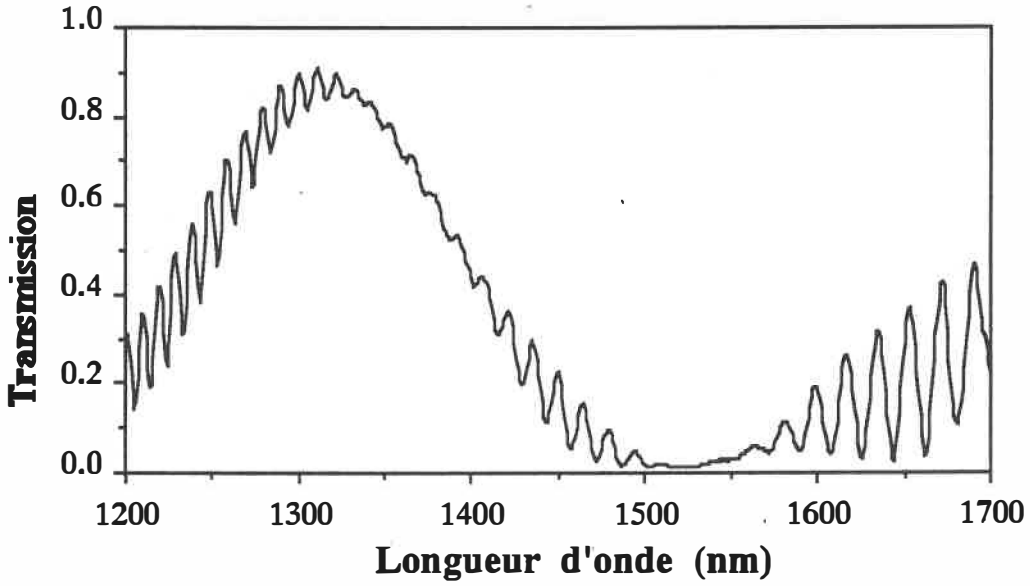

Fig.2.4: Transmission d'un filtre passe-bas constitué de deux structures biconiques séparées par 7,5 cm de gaine absorbante. On y voit très clairement qu'il y a la présence d'un mode de gaine qui crée des oscillations.

Donc, non seulement l'atténuation obtenue par cette méthode n'est pas suffisante (car on obtiendrait seulement 12 dB au lieu de 15 dB) mais de plus, la longueur qu'aurait ce type de filtre serait trop grande pour obtenir une compacité acceptable pour pouvoir l'associer à un coupleur.

2ième méthode: Le jeu de phase.

Si par contre la gaine protectrice entre les structures est enlevée, on peut y faire battre les modes et à l'entrée de la deuxième structure, diriger la puissance dans le cœur ou dans la gaine selon l'état d'interférence en cet endroit. Il est donc possible en ajustant la phase entre les modes d'influencer la transmission d'un filtre. On a donc l'équivalent d'une succession de trois interféromètres de Mach-Zehnder, ce qui se représente schématiquement de la façon suivante [16]:

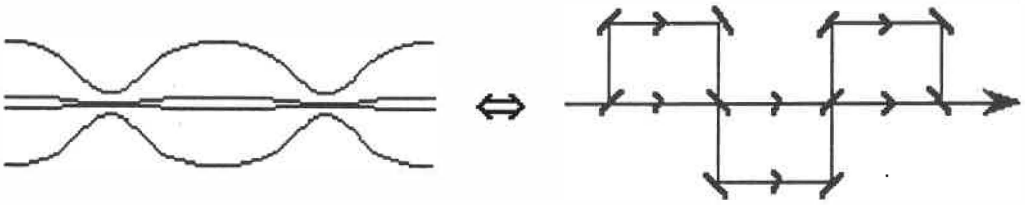

Fig.2.5: Correspondance entre un filtre à jeu de phase et une série de trois interféromètres Mach-Zehnder.

Les interféromètres des extrémités sont équivalents aux structures biconiques et celui du centre est équivalent à la zone intermédiaire où ont lieu les battements entre modes LP_{0m}.

Si l'on néglige les déphasages entre modes le long des structures biconiques, chaque structure est alors équivalente à une lame séparatrice et une lame mélangeuse variables en longueur d'onde selon l'équation 2.2.1. Le filtre peut être schématisé comme suit,

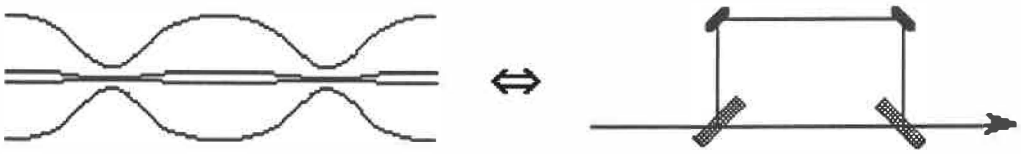

Fig.2.6: Les deux structures biconiques sont ici représentées par une lame séparatrice et une lame mélangeuse tous deux variables en longueur d'onde.

En utilisant les équations 1.2.9 et 1.2.11 et les propriétés des interféromètres de Mach-Zehnder, on peut exprimer mathématiquement la transmission total d'un filtre comme :

$$\mathcal{T} = T'T + R'R + 2\sqrt{T'T\,R'R}\cos\delta\beta L \qquad (2.2.3)$$

où ici T, R sont respectivement les transmissions dans le cœur et dans la gaine de la première structure, T', R' celles de la deuxième, L est ici la distance entre les deux structures et $\mathcal{T}$ représente la transmission totale du filtre.

De cette transmission, on définit un contraste comme étant:

$$C(\lambda) = \frac{2\sqrt{T'T\,R'R}}{T'T + R'R} \qquad (2.2.4)$$

Les courbes des minima $\mathcal{T}_{min}$ et des maxima $\mathcal{T}_{max}$ sont:

$$\mathcal{T}_{min} = T'T + R'R - 2\sqrt{T'T\,R'R} \qquad (2.2.5)$$

$$\mathcal{T}_{max} = T'T + R'R + 2\sqrt{T'T\,R'R} \qquad (2.2.6)$$

Pour obtenir la transmission désirée, il reste à ajuster expérimentalement les paramètres. Pour que la transmission totale soit maximale à λ_p, il faut que la transmission dans la gaine optique de chaque structure à λ_p soit nulle, $R(\lambda_p) = R'(\lambda_p) = 0$, ce qui donne $C(\lambda_p) = 0$. Pour que la transmission totale soit minimale à λ_s (longueur d'onde que l'on veut éliminer), il faut que le contraste soit maximum pour cette longueur d'onde, c'est à dire:

$$\mathcal{T}_{min}(\lambda_s) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad C(\lambda_s) = \frac{2\sqrt{T'T\,R'R}}{T'T + R'R} = 1 \qquad (2.2.7)$$

ce qui entraîne qu'à λ_s, les transmissions dans le cœur des structures biconiques sont complémentaires:

$$T(\lambda_s) = 1 - T'(\lambda_s) = R'(\lambda_s) \qquad (2.2.8)$$

et il faut choisir une distance L de manière à obtenir la condition:

$$\delta\beta L = (2n+1)\pi \qquad n = 0, 1, 2, 3, \ldots \tag{2.2.9}$$

tout en essayant d'utiliser un n petit pour des raisons de compacité.

Avec tous ces éléments, le problème réside dans la réalisation de deux structures de transmissions complémentaires et cela pour les deux types de filtres: un filtre passe-bas à 1300 nm et un filtre passe-haut à 1550 nm. De plus, chaque filtre devra être réalisé avec chacune des deux fibres (la fibre à gaine uniforme et la fibre à gaine semi-enterrée).

2.3 Résultats expérimentaux

2.3.1 Filtre en fibre à gaine uniforme (type Corning)

Les premiers filtres réalisés ont été faits avec ce type de fibre. Comme décrit à la section 1.1, cette fibre n'a que deux types de mode guidé au lieu de trois pour la fibre à gaine semi-enterrée. Les comportements de ces modes dans les structures effilées sont plus faciles à comprendre et à prévoir, car les modes LP_{0m} avec $m > 1$ ne changent jamais de couche lors de la réalisation de structures biconiques. Alors que pour la fibre à gaine semi-enterrée, ces modes LP_{0m} changent de couche et donc changent de forme (section 1.1) lorsqu'on varie V_{co}. Les caractéristiques du profil d'indice de ce type de fibre sont montrées à la figure 1.1 à la page 6. De plus, le modèle simple décrit dans le paragraphe précédent a été élaboré avec ce type de fibre.

2.3.1.1 Méthode initiale

Cette méthode consiste simplement à étirer deux structures biconiques de transmissions complémentaires sur la fibre dénudée. Des structures réalisées sur la fibre à gaine uniforme, celles dont les courbes de transmission sont illustrées sur la figure 2.2, conviennent très bien pour la fabrication de filtres, car on peut en prendre deux ayant des transmissions complémentaires.

Pour obtenir une isolation à large bande passante, il faut choisir adéquatement la distance L entre les deux structures. La différence entre les constantes de propagation $\delta\beta$ varie en fonction de la longueur d'onde (figure 2.7) et donc plus L est grand, plus le $\cos(\delta\beta L)$ de l'équation 2.23 varie vite en fonction de la longueur d'onde. Donc, le nombre d'oscillations entre les deux longueurs d'onde de télécommunication augmente avec la distance L entre les deux structures. Plus il y a d'oscillations entre les deux extremums, plus

les bandes passantes sont étroites. À titre d'exemple, la figure 2.7 montre un filtre dont la distance L est trop grande, ce qui occasionne des bandes passantes trop étroites. Pour rendre le dispositif le plus compact possible, il faut un L minimal, mais suffisamment grand pour ne pas perturber la première structure en étirant la deuxième.

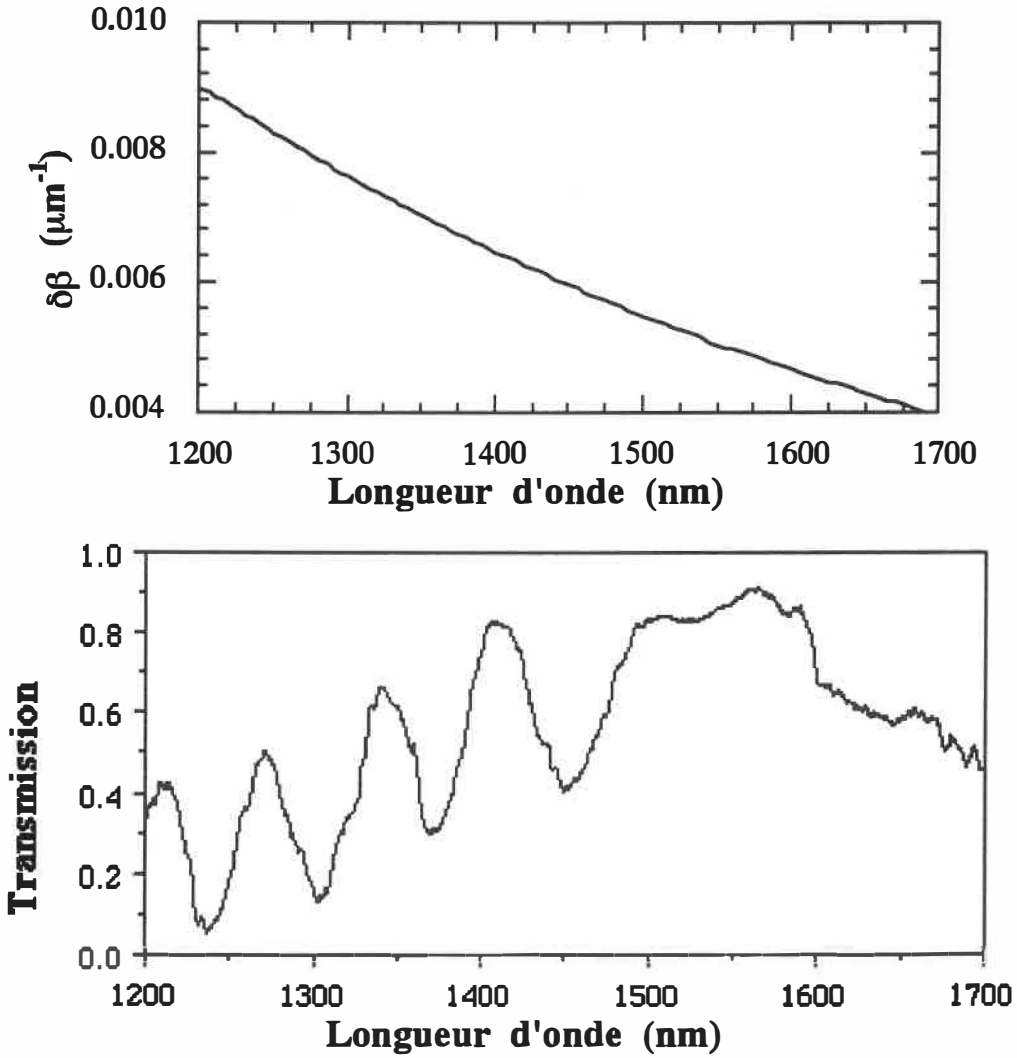

Fig.2.7: **En haut**, courbe des δβ de mode LP_{01} et LP_{02} en fonction de la longueur d'onde pour la fibre à gaine uniforme. **En bas**, courbe de transmission d'un filtre ayant comme distance entre ces structures plusieurs fois la longueur de battement (7 mm).

a) Filtre passe-bas

La courbe de transmission de la structure biconique obtenue avec un étirage de N=1 à 1300 nm avec une flamme moyenne, donne une transmission d'environ 50% à 1550 nm (voir la courbe **a**) sur la figure 2.2). En utilisant deux structures avec N=1, on obtient un contraste maximal, car une structure ayant une transmission de 50% est complémentaire à elle même. On ajuste la phase de $\delta\beta.L$ en modifiant par étirage la longueur séparant les structures de façon à obtenir une transmission minimale à 1550 nm.

Ce filtre est montré à la figure 2.8 et ses caractéristiques sont:

	Longueur	**N**
1ère structure	2360 μm	1
2ième structure	2150 μm	1
Distance entre les structures:	1820 μm	
Longueur totale:	6330 μm	

Les caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1300\text{ nm}) = 90{,}0\ \% \qquad (0{,}5\text{ dB})$$

$$\mathcal{T}(1550\text{ nm}) = 2{,}5\ \% \qquad (16{,}0\text{ dB})$$

La faible distance séparant les structures a permis d'éliminer la plupart des oscillations présentes dans la courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde entre λ_p et λ_s (à comparer avec la figure 2.7). Il en reste néanmoins une qui prend la forme d'une bosse vers 1400 nm.

Filtre passe-bas avec fibre à gaine uniforme

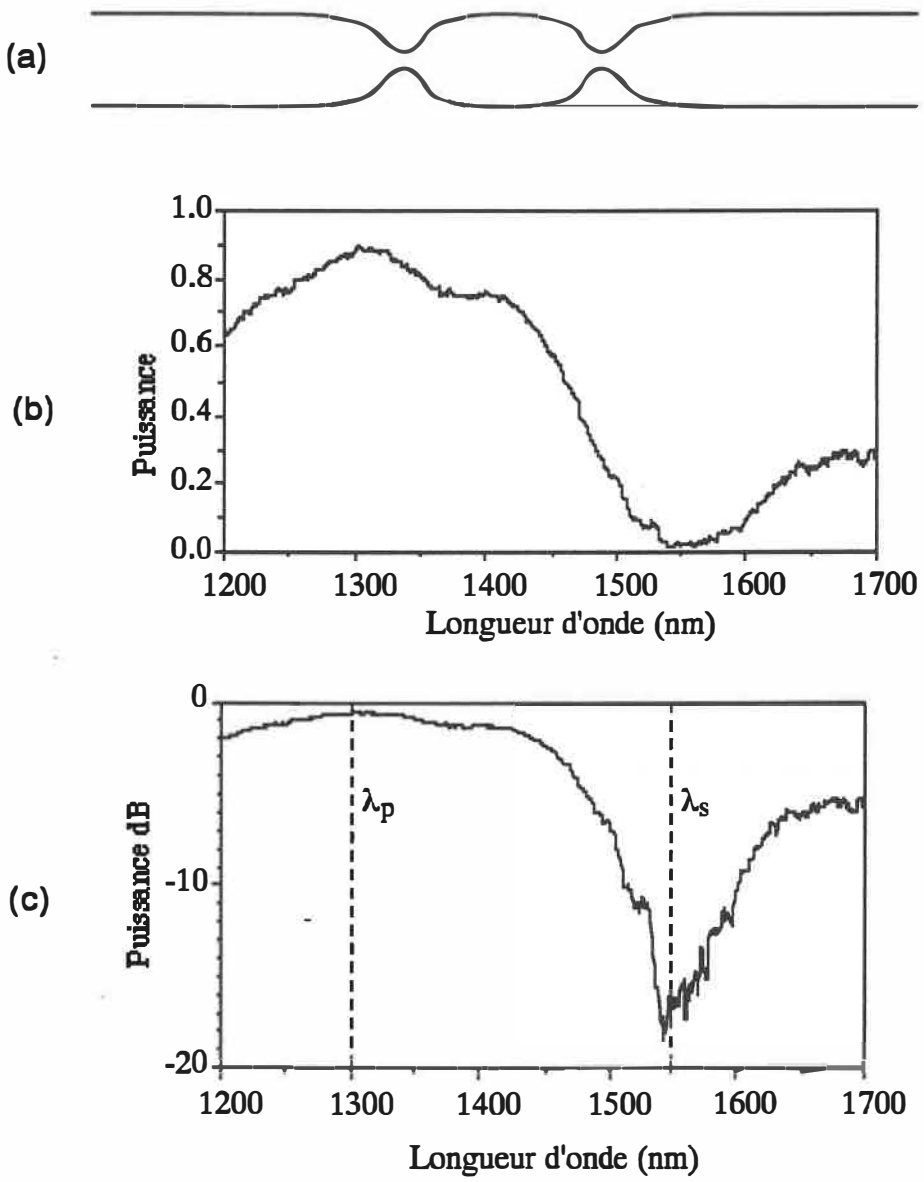

Fig.2.8: (a) Schéma du profil longitudinal du filtre et puissance transmise en fonction de la longueur d'onde, (b) linéaire et (c) en dB.

b) Filtre passe-haut

Les deux structures biconiques utilisées pour la réalisation de ce filtre sont ici aussi identiques. Elles ont bien sûr une transmission maximale à 1550 nm et leur étirage est de N=2 (voir la courbe **d)** sur la figure 2.2). Elle ont une transmission de 50% à 1300 nm et sont donc complémentaires. En utilisant deux de ces structures en série, on peut obtenir un filtre passe-bas.

En ajustant correctement la distance entre les structures, on obtient une transmission minimale à 1300 nm.

Ce filtre est montré à la figure 2.9 et ses caractéristiques sont:

	Longueur	**N**
1ère structure	2675 μm	2
2ième structure	2270 μm	2
Distance entre les structures:	2660 μm	
Longueur totale:	7605 μm	

Ses caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1550\text{ nm}) = 85{,}0\ \% \qquad (\ 0{,}7\text{ dB})$$

$$\mathcal{T}(1300\text{ nm}) = 1{,}5\ \% \qquad (\ 18{,}0\text{ dB})$$

Il est à remarquer également qu'il y a toujours une oscillation résiduelle dans la courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde entre λ_p et λ_s.

Filtre Passe-haut avec fibre à gaine uniforme.

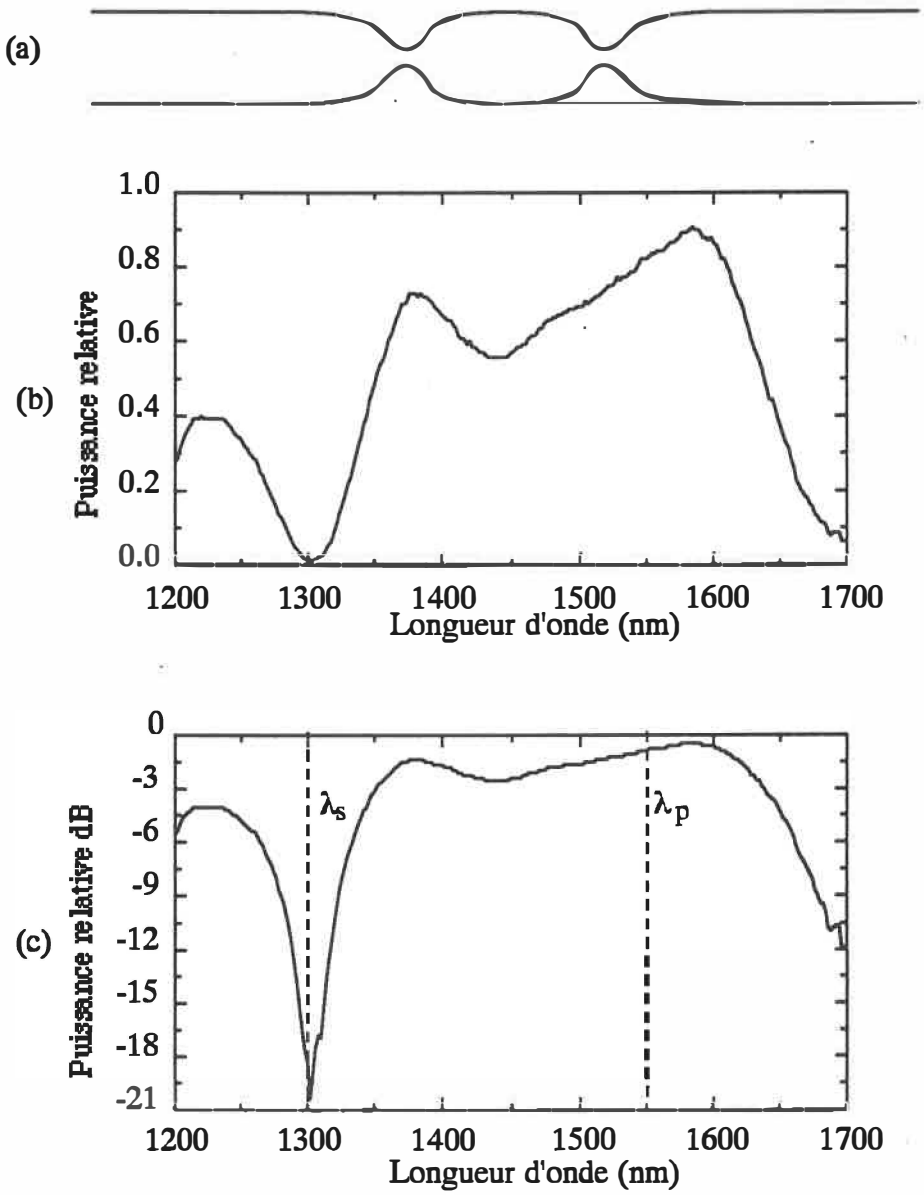

Fig.2.9: (a) Profil du filtre. La puissance transmise en fonction de la longueur d'onde, (b) linéaire et (c) en dB.

2.3.1.2 Méthode avec pré-étirage

Cette méthode a pour but d'éliminer les oscillations observées précédement afin obtenir des bandes passantes les plus larges possible. Elle consiste tout d'abord à pré-étirer la fibre, c'est-à-dire de réduire son rayon sans toutefois introduire de couplage significatif entre modes à λ_p. Pour cela on utilise une flamme de grosse taille, typiquement trois à quatre fois plus large que celle utilisée pour la réalisation de structures biconiques, afin d'obtenir une structure à pentes faibles. Mais par contre, même si il n'y a pas de couplage à λ_p, il peut y en avoir à λ_s (voir section 3.2.3 du chapitre suivant). Une courbe de transmission d'une structure pré-étirée est montrée à la figure 2.10. Ensuite, on étire les deux structures biconiques à l'intérieur de la structure pré-étirée.

La longueur de battement Z_B qui est la longueur au bout de laquelle deux modes LP_{0m} et LP_{0n} ont fait un battement, c'est-à-dire ce sont déphasés de 2π:

$$Z_B = \frac{2\pi}{\beta_n - \beta_m} = \frac{2\pi}{\delta\beta_{nm}} \tag{2.2.10}$$

augmente lorsque le rayon de la fibre diminue et cela jusqu'à ce que le rayon soit réduit de moitié, les Z_B sont illustrés à la figure 2.11. En diminuant le rayon de la fibre sans couplage de puissance entre modes, on obtiendra pour une même distance entre les deux structures biconiques que dans la méthode précédente, moins de battement entre modes. Ces concepts de couplage entre les modes seront exposées au chapitre 3. Comme le rayon de la fibre est réduit, on peut utiliser des flammes plus petites (typiquement deux à trois fois plus petites que celles utilisées dans la méthode précédente pour étirer les structures biconiques) pour insérer les structures biconiques. Elles peuvent être étirées plus proches l'une de l'autre ce qui diminue encore le nombre de battements. On est ainsi parvenu à éliminer l'oscillation de la courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde entre 1300 nm et 1550 nm.

Dans les expériences réalisées, lors d'un pré-étirage, le rayon de la fibre est réduit environ de moitié, on se trouve donc près du maximum de la courbe Z_B en fonction du rayon.

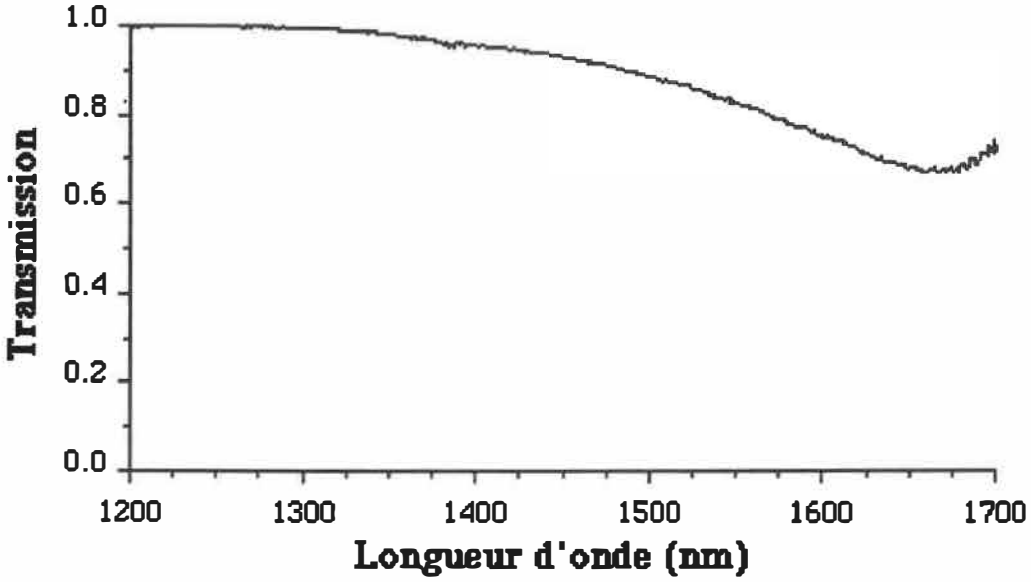

Fig.2.10: Transmission en longueur d'onde d'une fibre pré-étirée.

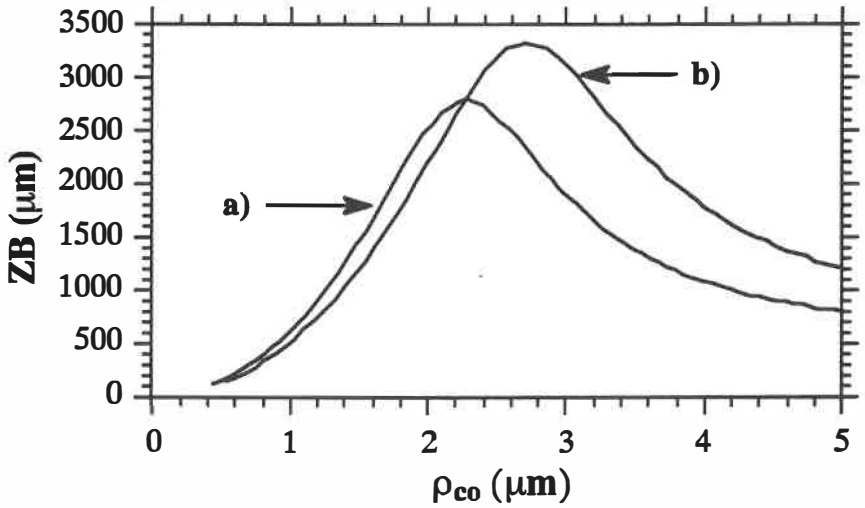

Fig.2.11: Courbes de Z_B en fonction du rayon du cœur de la fibre pour les longueurs d'onde **a)** 1300 nm et **b)** 1550 nm.

a) Filtre passe-bas avec pré-étirage.

On utilise une flamme de grosse taille pour le pré-étirage et une flamme de petite taille pour les structures. Les structures utilisées pour fabriquer ce filtre sont, mis à part la structure pré-étirée, les mêmes que dans le cas du filtre passe-bas sans pré-étirage, soient deux structures avec N=1.

La transmission de ce filtre est donnée à la figure 2.11 et les caractéristiques de ce filtre sont:

	Longueur	**N**
Pré-étirage:	1320 μm	0
1ère structure	1190 μm	1
2ième structure	1200 μm	1
Distance entre les structures:	1980 μm	
Longueur totale:	3790 μm	

Les caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1300\text{ nm}) = 88\% \qquad (\ 0{,}55\text{ dB})$$

$$\mathcal{T}(1550\text{ nm}) = 3\% \qquad (\ 15{,}2\text{ dB})$$

On peut voir sur la figure de transmission qu'il n'a plus aucune oscillation entre 1300 nm et 1550 nm et les bandes passantes sont plus larges.

Filtre Passe-bas pré-étiré avec fibre à gaine uniforme

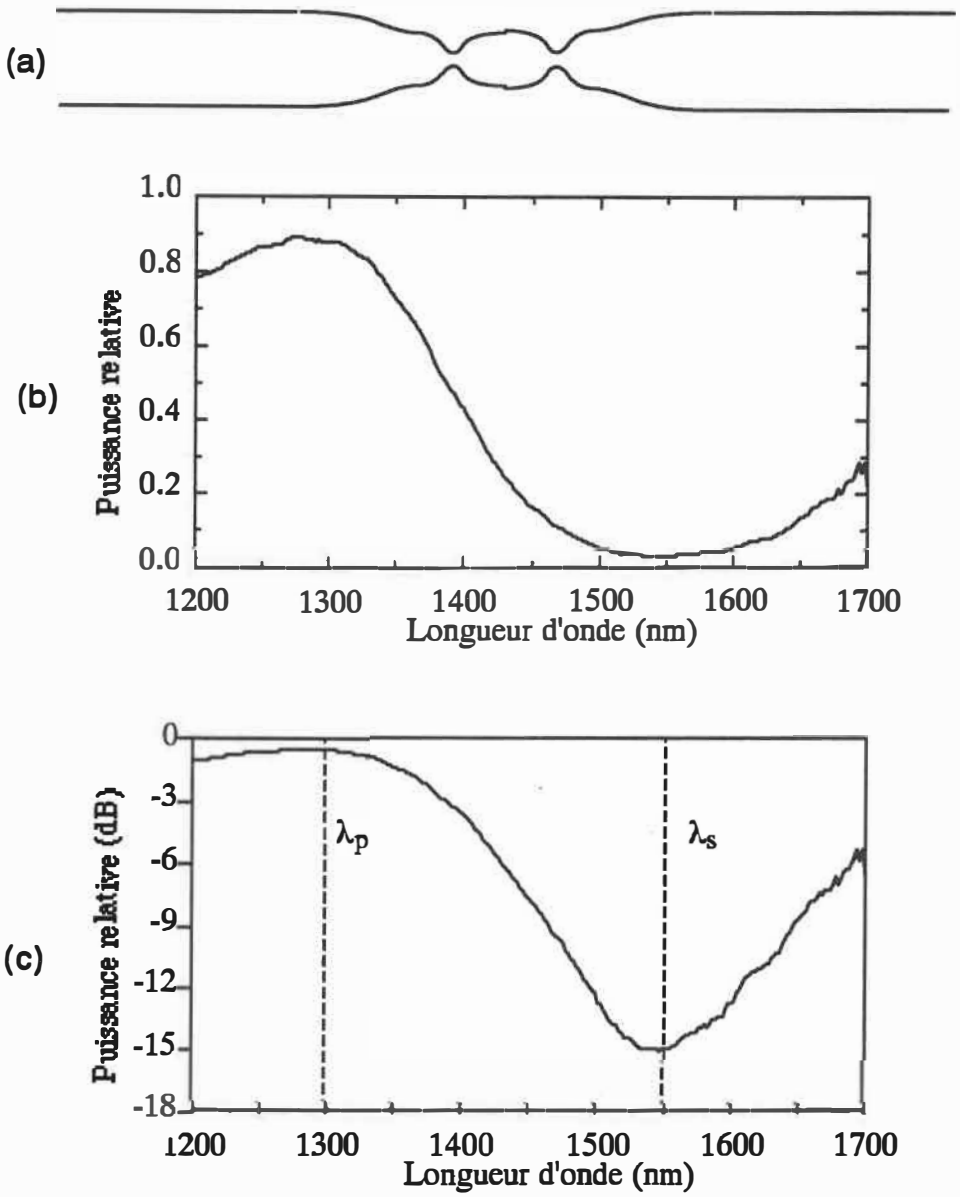

Fig.2.12: (a) Profil du filtre. La puissance transmise en fonction de la longueur d'onde, (b) linéaire et (c) en dB.

b) Filtre passe-haut avec pré-étirage.

Les structures utilisées pour la réalisation de ce filtre sont une structure avec N=1 et une avec N=2, car, comme on peut le voir sur les courbes **b)** et **c)** de la figure 2.2, elles ont des transmissions complémentaires.

Ce type de filtre a été réalisé avec une flamme de grande taille pour le pré-étirage et d'une flamme de petite taille pour les structures biconiques.

La transmission de ce filtre est montrée à la figure 2.13 et les caractéristiques de ce filtre sont:

	Longueur	**N**
Pré-étirage	2520 µm	0
1ère structure	1300 µm	1
2ième structure	1570 µm	2
Distance entre les structures:	1850 µm	
Longueur totale:	5390 µm	

Les caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1550\ \text{nm}) = 88{,}0\% \quad (0{,}55\ \text{dB})$$

$$\mathcal{T}(1300\ \text{nm}) = 2{,}5\% \quad (16{,}0\ \text{dB})$$

Les améliorations sont du même ordre que dans le cas du filtre passe-bas.

Filtre Passe-haut pré-étiré avec fibre à gaine uniforme

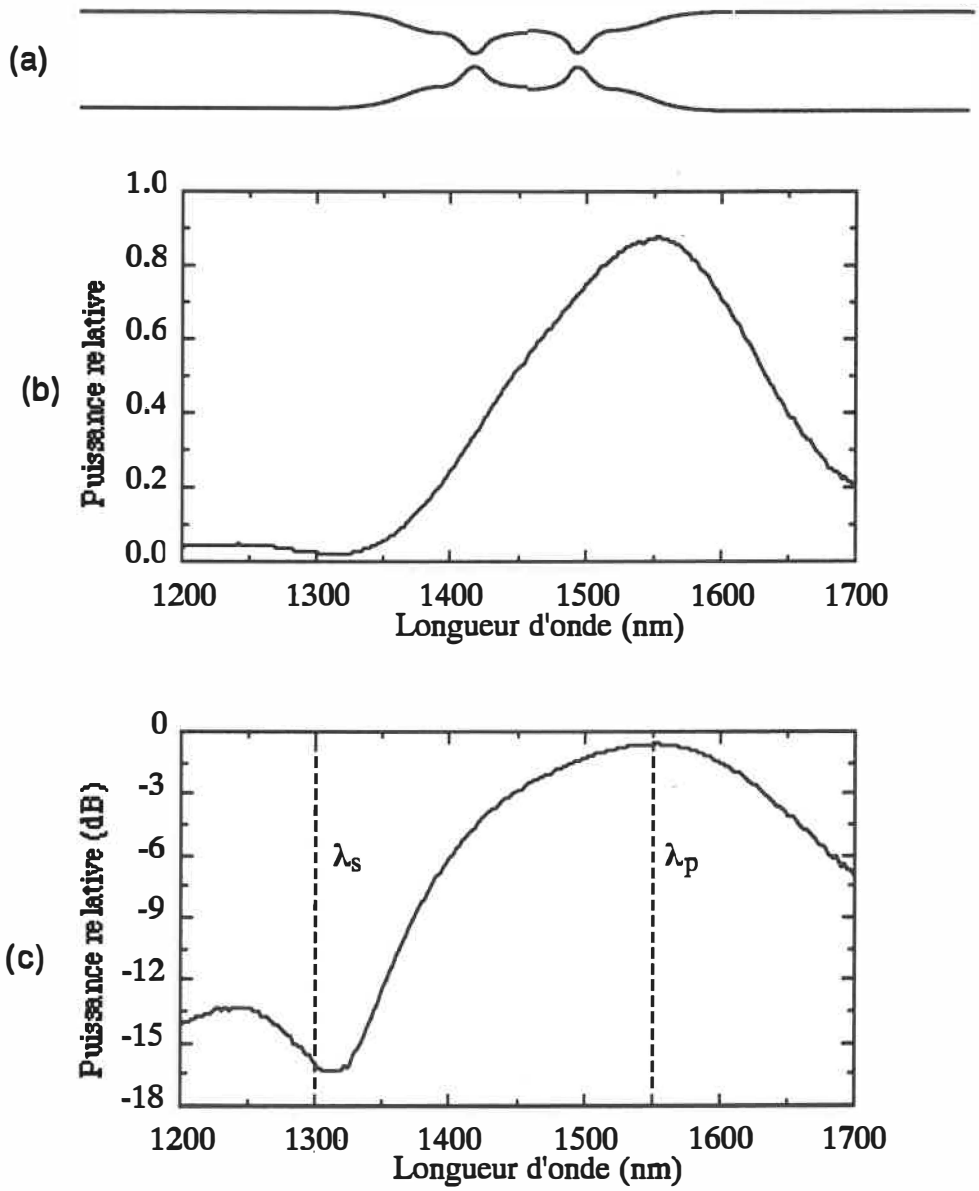

Fig.2.13: (a) Profil du filtre. La puissance transmise en fonction de la longueur d'onde, (b) linéaire et (c) en dB.

Pour les deux types de filtres réalisés avec la fibre à gaine uniforme, le pré-étirage joue un rôle important, car il permet de réaliser des filtres plus compacts et donc moins sensibles au milieu extérieur. Le fait que les structures sont plus proches l'une de l'autre, réduit le nombre de battements des modes. Cela a pour effet d'éliminer l'oscillation de la courbe de transmission entre les deux longueurs d'onde de télécommunication et donc d'obtenir de plus larges bandes passantes.

2.3.2 Filtre en fibre à gaine semi-enterrée (type AT&T)

Pour la réalisation des filtres faits de cette fibre, seule la méthode avec pré-étirage a été utilisée et cela non seulement pour la compacité mais aussi pour le problème des couplages entre les modes. La longueur de battement des deux premiers modes en fonction du rayon du cœur est illustrée pour la deux longueurs d'onde de télécommunication sur la figure 2.14.

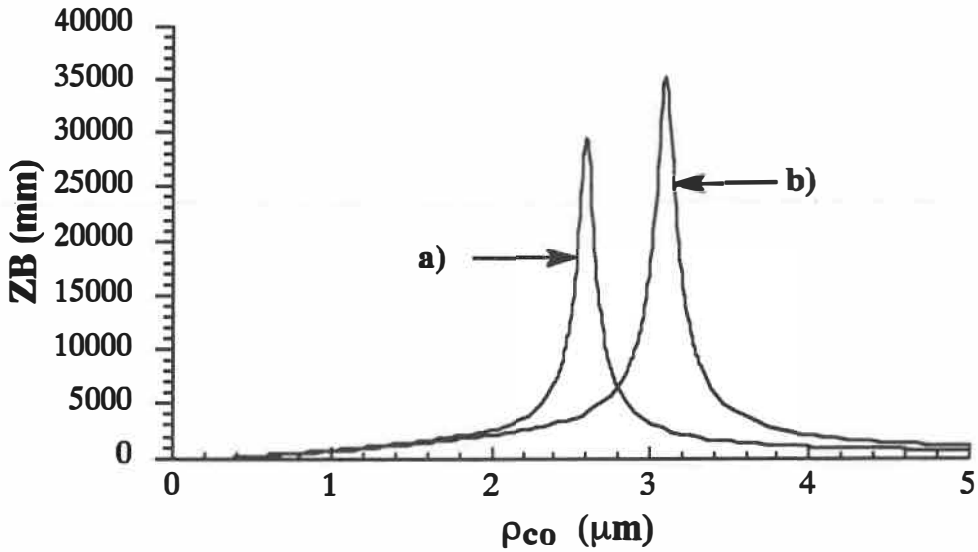

Fig.2.14: Courbe des Z_B en fonction du rayon du cœur pour la fibre à gaine semi-enterrée pour les longueurs d'onde **a)** 1300 nm et **b)** 1550 nm.

Sur cette figure, on remarque quatre différences majeures avec le cas de la fibre à gaine uniforme. Premièrement, le Z_B au sommet du pic est 10 fois plus élevée. Deuxièmement les pentes de ce pic sont beaucoup plus abruptes et donc le sommet n'est pas un point très stable par rapport aux stimuli extérieurs (traction, température,...). Troisièmement, la valeur du rayon correspondant au sommet du pic vaut les 3/4 de celle du rayon originel alors que dans le cas de la fibre à gaine uniforme, cette valeur vaut la moitié de celle du rayon originel. Et quatrièmement les pics correspondant aux deux longueurs d'onde de télécommunication ont des localisations beaucoup plus distinctes que dans le cas précédent, ce qui entraîne des diffèrences de comportement des modes beaucoup plus grandes entre 1300 nm et 1550 nm que dans le cas prècèdent.

Pour cette fibre, il y a une couche supplémentaire et donc un type de mode guidé de plus (mode d'anneau). Lors de l'étirage d'une structure biconique, la courbe de transmission en fonction de l'étirage est complètement différente du cas de la fibre à gaine uniforme, sauf si on utilise une flamme de grosse taille (figure 2.15).

En étudiant la courbe de la transmission de la structure pré-étirée illustrée sur la figure 2.16, en fonction de la longueur d'onde, on observe que plus la longueur d'onde est élevée, plus le couplage se fait vite. Cela s'explique par le fait que V_{co} est inversément proportionnel à la longueur d'onde et comme on le verra au chapitre 3, lorsque V_{co} s'approche de la valeur 1,35, le couplage augmente.

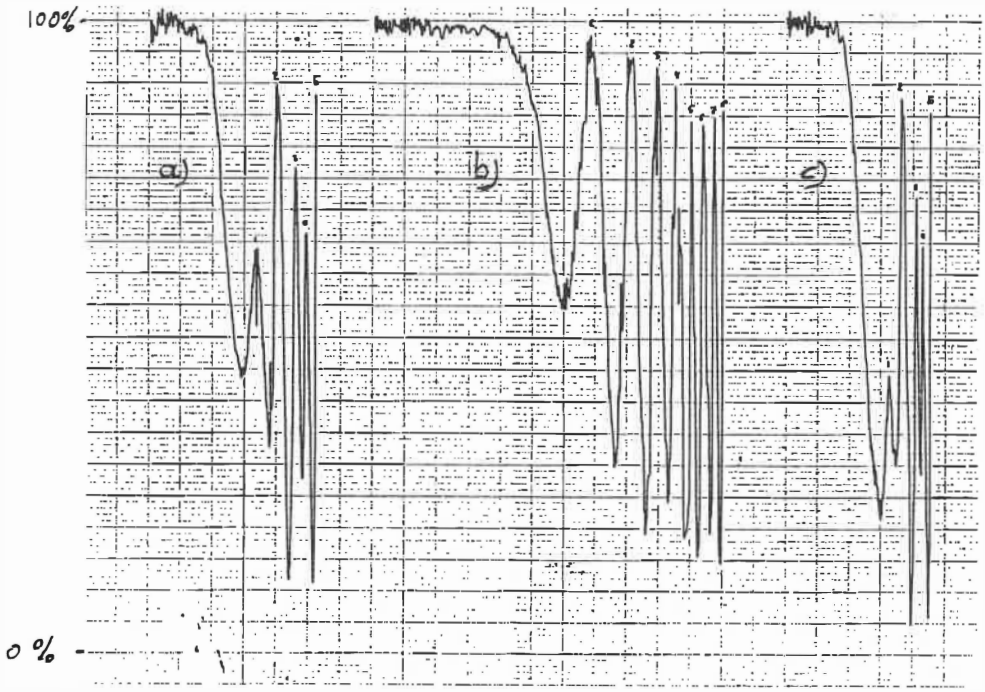

Fig.2.15: Transmission à 1300 nm en fonction de l'étirage d'une fibre à gaine semi-enterrée **a)** avec une flamme moyenne, **b)** avec grosse flamme et **c)** avec une petite flamme.

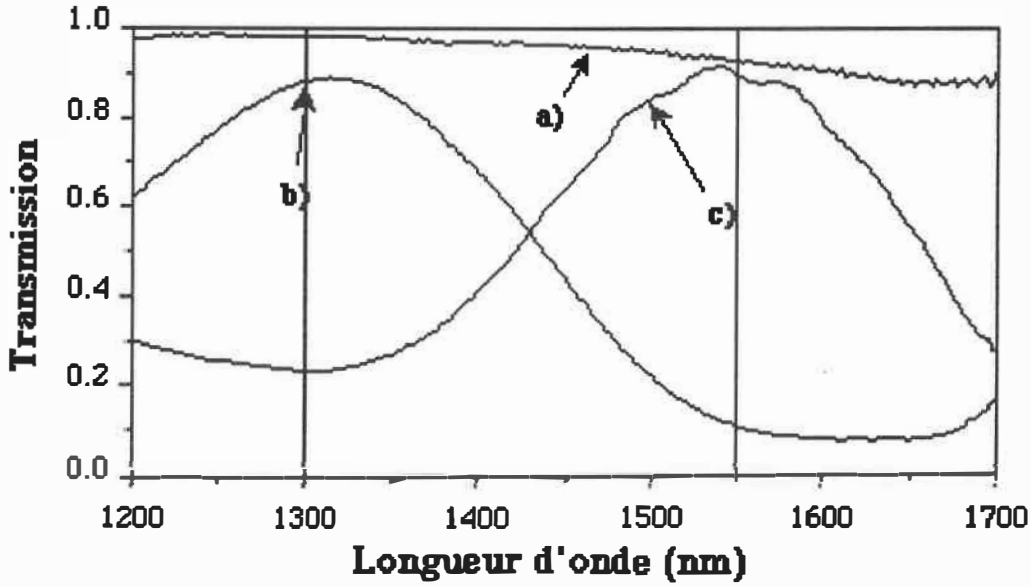

Fig.2.16: Courbes de transmission de trois structures biconiques sur fibre à gaine semi-enterrée. **a)** pré-étirée, **b)** N=1 à 1300 nm sur une structure pré-étirée et **c)** N=1 à 1550 nm sur une structure pré-étirée

a) Filtre passe-bas.

On peut voir sur la figure 2.15 que lorsqu'une structure biconique est étirée avec N=1 au milieu de la structure pré-étirée, la transmission n'est plus que 10% à 1550 nm, soit 10 dB. Pour améliorer l'isolation, il faut trouver une autre structure dont la transmission lui soit complémentaire, soit 90% de transmission à 1550 nm. Or, comme le montre les courbes de transmission des différentes structures de la figure 2.16, cela ne peut être le cas qu'avec une structure pré-étirée.

Le filtre obtenu est montré à la figure 2.16 et ses caractéristiques sont:

	Longueur	**N**
1ier pré-étirage	2670 μm	0
Structure	1030 μm	1
2ième pré-étirage	1590 μm	0
Distance entre les structures:	4000 μm	
Longueur totale:	9290 μm	

Les caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1300\text{ nm}) = 89\% \qquad (0{,}5\text{ dB})$$

$$\mathcal{T}(1550\text{ nm}) = 3\% \qquad (15{,}0\text{ dB})$$

Filtre Passe-bas avec fibre à gaine semi-enterrée

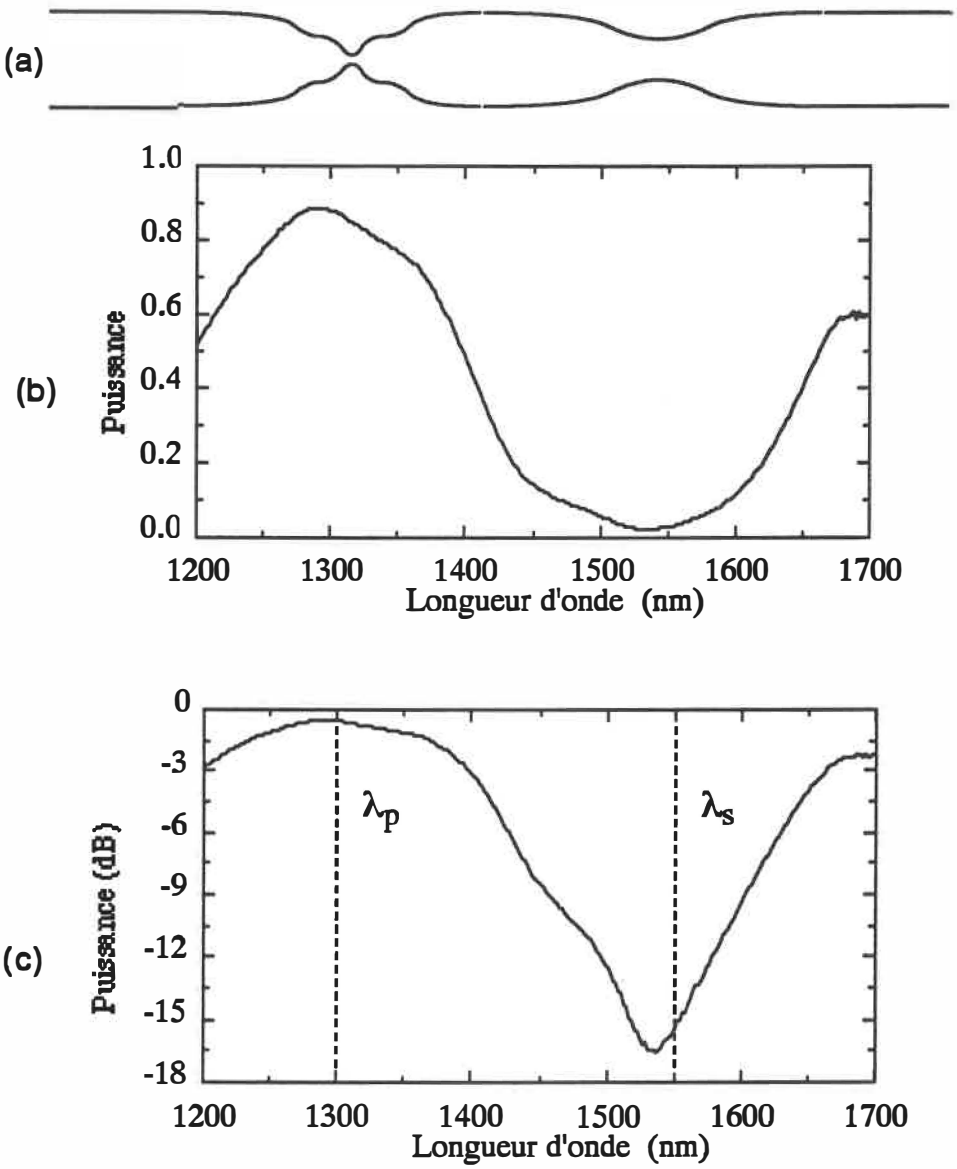

Fig.2.16: Profil a) et transmission en fonction de la longueur d'onde, b) linéaire et c) en dB du filtre passe-bas avec fibre à gaine semi-enterrée.

b) Filtre passe-haut.

C'est ce type de filtre qui a été le plus difficile à réaliser parce qu'il nous a été impossible d'obtenir une structure pré-étirée ayant du couplage à 1300 nm et rien à 1550 nm. La transmission d'une structure biconique N=1 à 1300 nm n'est déjà plus que de 35% à 1550 nm (figure 2.15 courbe **c**)), il est donc difficile de trouver une structure de transmission complémentaire.

On a donc dû utiliser deux structures N=1, même si leurs transmissions ne sont pas tout-à-fait complémentaires.

Ce filtre est montré à la figure 2.17 et ses caractéristiques sont:

	Longueur	**N**
Pré-étirage	2275 μm	0
1ère structure	970 μm	1
2ième structure	1090 μm	1
Distance entre les structures:	2500 μm	
Longueur totale:	4340 μm	

Les caractéristiques de transmission de ce filtre sont:

$$\mathcal{T}(1550\text{ nm}) = 88\% \quad (0{,}55\text{ dB})$$

$$\mathcal{T}(1300\text{ nm}) = 9\% \quad (10{,}5\text{ dB})$$

Pour ce filtre, l'isolation de 15 dB n'a pas été atteint.

Filtre passe-haut avec fibre à gaine semi-enterrée

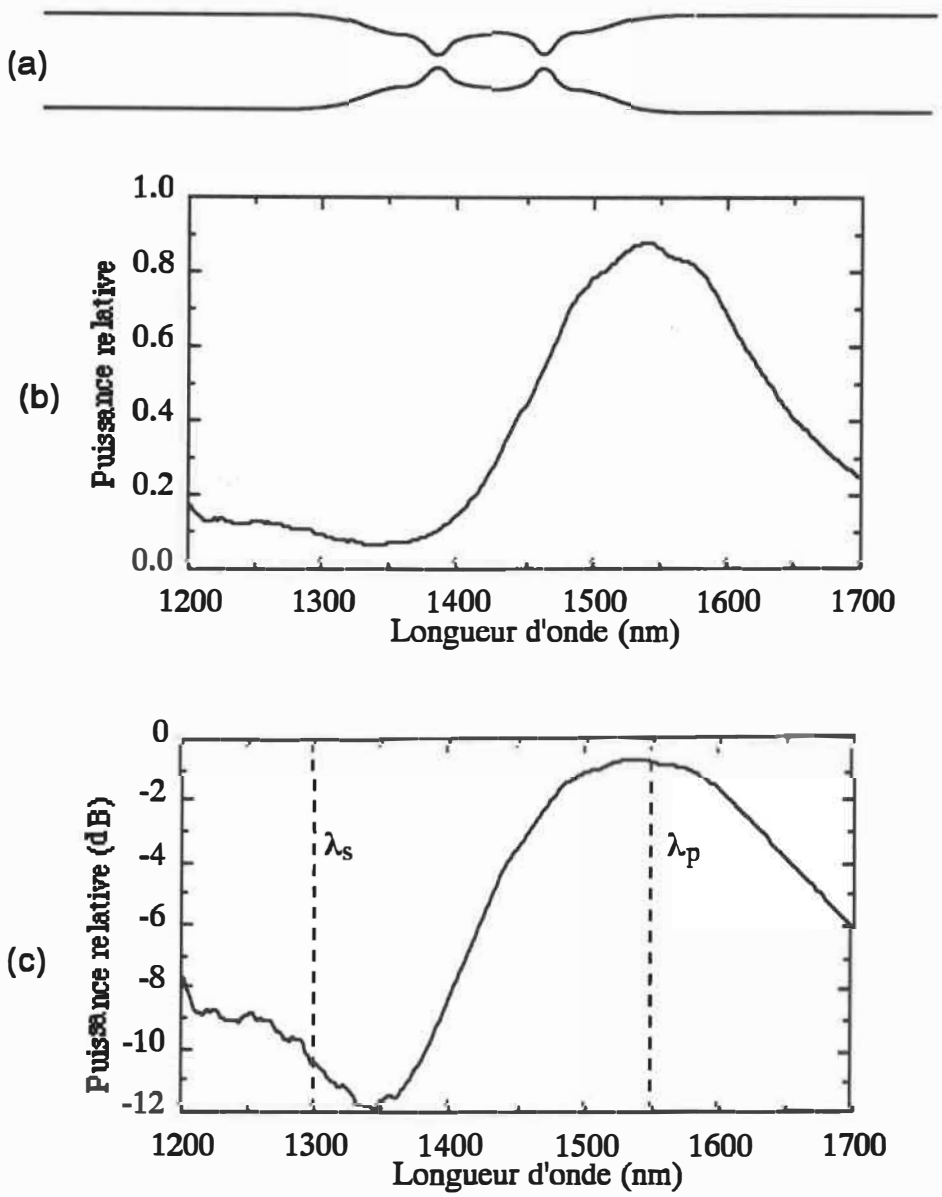

Fig.2.17: Profil a) et transmission en fonction de la longueur d'onde, b) linéaire et c) en dB du filtre passe-haut avec fibre à gaine semi-enterrée.

En conclusion, la partie expérimentale du projet peut être résumée comme suit. Deux types de fibres ont été utilisés soient une fibre à gaine uniforme et une fibre à gaine semi-enterrée. Pour la fibre à gaine uniforme, les deux types de filtres simplement constitués de deux structures effilées ont été réalisés avec l'isolation désirée de 15 dB. Le pré-étirage permet d'obtenir une meilleur compacité et une plus grande largeur de bande passante. Il a aussi permis d'éliminer les oscillations secondaires qui limitaient cette largeur. Les performances d'isolation du filtre passe-bas et du passe-haut de ce type de fibre, ont atteint les objectifs de départ.

Pour la fibre à gaine semi-enterrée, la seule méthode utilisée est celle avec pré-étirage et les résultats sont moins bons qu'avec la fibre précédente. Pour le filtre passe-bas, l'isolation des longueurs d'onde est satisfaisante mais au dépens de la compacité. Pour le filtre passe-haut, la compacité est bonne mais l'isolation n'est que de 10 dB, ce qui ne rencontre pas l'objectif de départ.

Chapitre 3 Modélisation et discussion des filtres tout-fibre.

Dans ce chapitre, nous allons expliquer et discuter à l'aide de deux modèles, les différentes transmissions des filtres réalisés en utilisant les notions théoriques et expérimentales des chapitres 1 et 2. Pour cela, il faut considérer séparément les deux types de fibre utilisés, car les modes et donc leurs couplages y sont différents.

Le premier modèle utilise l'équivalence entre un filtre et une série d'interféromètres de Mach-Zehnder. Il ne sera appliqué qu'aux fibres à gaine uniforme parce que cette fibre n'a que deux types de mode guidé (un mode de cœur et des modes de gaine), alors que la fibre à gaine semi-enterrée en a trois (un mode de cœur, des modes d'anneau et des modes de gaine). Les couplages occasionnés par les structures sont donc différents d'un type de fibre à l'autre. Il suffit de comparer la figure 2.15 du chapitre 2 avec la figure 1.10 du chapitre 1 pour s'en convaincre. De plus, les courbes expérimentales de transmission des structures biconiques pour la fibre à gaine semi-enterrée ne peuvent pas être aussi bien remplacées par une sinusoïde comme c'était le cas avec la fibre à gaine uniforme.

La deuxième méthode utilise la théorie des modes locaux couplés. Elle nous permettra de localiser, sur les différents profils longitudinaux mesurés, les couplages entre les modes LP_{01} et LP_{02}. Elle nous permettra ainsi de confirmer l'analogie faite par la première méthode.

3.1. Modèle simple

Le modèle simple utilise l'équivalence entre un filtre tout-fibre et une série d'interféromètres de Mach-Zehnder. Il ne prend en compte que les deux premiers modes à symétrie circulaire, soit les modes LP_{01} et LP_{02}. Ce modèle avait été établi dans le chapitre précédent pour trouver les bonnes configurations de structures pour la fabrication des filtres. En particulier, il nous a permis de comprendre que pour avoir un contraste de transmission maximal, il fallait que les transmissions des deux structures biconiques soient complémentaires. Ces prédictions se sont avérées correctes. Il convient donc maintenant de voir jusqu'à quel point la modélisation par une série d'interféromètres peut être valable.

Le principe du modèle simple a été exposé dans la section 2.2 du chapitre 2. La transmission de la série d'interféromètres de Mach-Zehnder est donnée par l'équation 2.2.1 du chapitre précédent,

$$\mathcal{T} = T'T + R'R + 2\sqrt{T'T\,R'R}\cos\delta\beta L \qquad (3.1.1)$$

où les $\delta\beta$ ont été calculés à partir des rayons des fibres et de la longueur d'onde utilisée. Pour chaque structure biconique, la transmission dans la gaine R est donnée par la relation:

$$R(\lambda) = R_0 \sin^2\theta(\lambda) = R_0 \sin^2\left|\frac{\pi}{\Lambda}(\lambda - \lambda_p)\right| \qquad (3.1.2)$$

où λ_p est la longueur d'onde du maximum de transmission, Λ est la période d'oscillation et R_0 est la transmission maximale dans la gaine. Tous ces paramètres sont mesurés expérimentalement sur les courbes de transmission de chaque structure. La transmission dans le cœur T est donnée par 1 - R. La figure 3.1 montre les courbes de transmission théoriques des différentes structures biconiques utilisées. Ces résultats sont à comparer

avec les mesures expérimentales montrées sur la figure 2.2. Ensuite, on détermine la distance séparant les deux structures pour avoir une interférence destructive à λ_s.

Les quatre filtres réalisés avec la fibre à gaine uniforme ont été simulés par cette méthode et comparés avec les résultat expérimentaux. Dans ces simulations, les pertes de transmission autres que celles dues au couplage entre les deux premiers modes sont négligées, c'est pourquoi le maximum de transmission théorique de ces structures est toujours de 100% et donc pour mieux comparer l'expérience avec la théorie, les courbes expérimentales ont été renormalisées en fonction de leur maximum.

La distance entre les structures déterminée théoriquement ne peut être comparer avec la distance réelle, car le modèle considère que les structures biconiques ont une longueur nulle. Comme le couplage entre modes se fait progressivement au deuxième cône de la structure, la distance théorique vaut la distance réelle plus une partie de la dimention des structures.

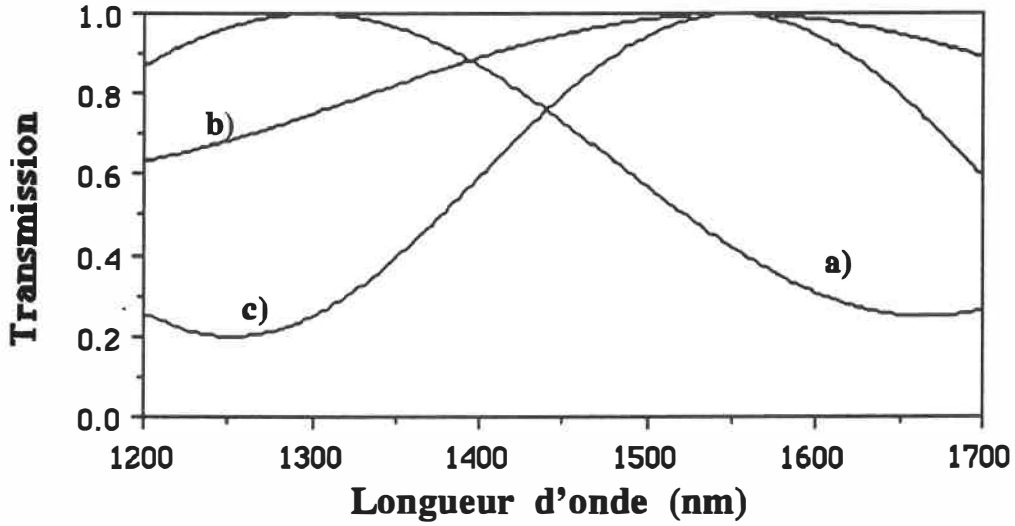

Fig.3.1: Courbes de transmission simulées avec le modèle simple des structures biconique **a)** N=1 à 1300 nm, **b)** N=1 à 1550 nm et **c)** N=2 à 1550 nm, suivant les paramètres des structures biconiques du chapitre 2.

Filtre passe-bas sans pré-étirage.

Ce filtre dont les résultats expérimentaux sont donnés à la section 2.3.1.1.a), a été simulé en utilisant les données des structures biconiques avec N=1 sans pré-étirage dont les transmissions théoriques sont illustrées sur la figure 3.1.

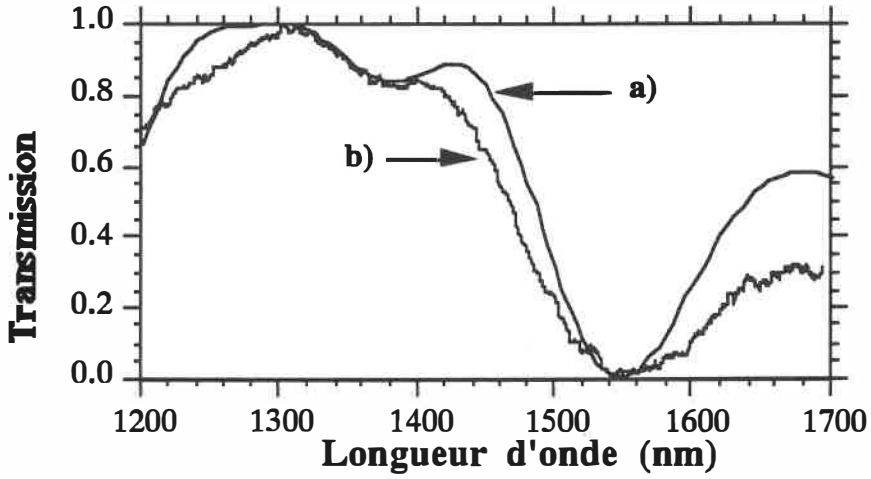

Fig.3.2: Courbe de transmission **a)** théorique et **b)** expérimentale du filtre passe-bas de la section 2.3.1.1.a). Les structures théoriques sont presque complémentaires, car elles ont chacune une transmission de 45% à 1550 nm. La distance entre les deux a été ajustée à 3100 µm.

Dans l'allure générale, la réponse en longueur d'onde correspond à l'expérience mais sur la courbe théorique, l'oscillation située entre λ_s et λ_p est plus découpée qu'en réalité et la bande passante du maximum y est beaucoup plus large. Les principales raisons de ces divergences sont la présence de modes d'ordre supérieur (LP_{0m} avec $m > 2$) ignorés par ce modèle, le fait que l'on a considéré les structures biconiques comme ponctuelles et enfin, le fait que l'on néglige les variations de rayon de la fibre entre les structures.

Filtre passe-haut sans pré-étirage.

Ce filtre dont les résultats expérimentaux sont donnés à la section 2.3.1.1.b), a été simulé en utilisant les données de deux structures avec N=2 dont les transmissions sont illustrées sur la figure 2.2.b). Ces structures ont des transmissions de 45% à 1300 nm.

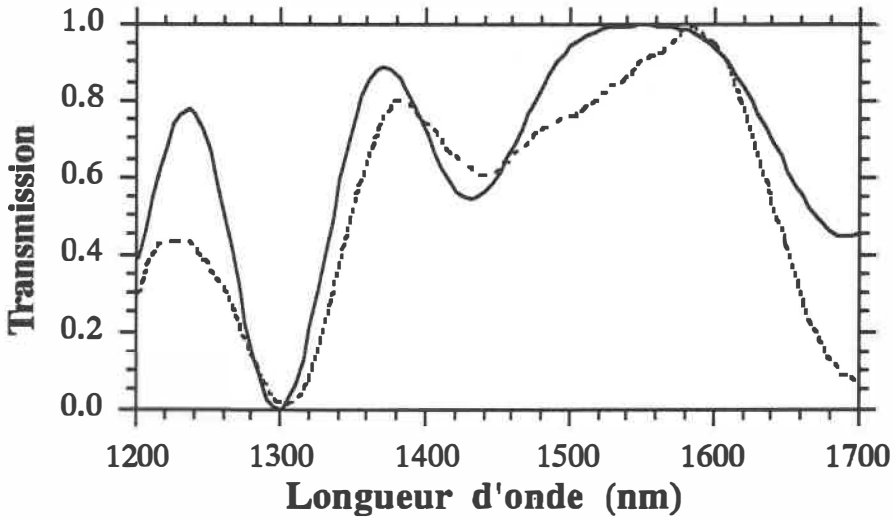

Fig.3.3: Courbe de transmission théorique (en trait plein) et expérimentale (en pointillé) du filtre passe-haut de la section 2.3.1.1.b). Les structures théoriques sont presque complémentaires, car les structures ont chacune une transmission de 45 % à 1300 nm. La distance entre les deux a été déterminée à 3700 μm.

Ici aussi l'oscillation située entre λ_s et λ_p est plus découpée qu'en réalité et la bande passante du maximum y est beaucoup plus large pour des raisons identiques au filtre précédent, mais aussi parce que la courbe de transmission de la structure utilisée pour ce filtre n'a pas l'allure d'une sinusoïde (courbe **b**) de la figure 2.2, p. 26). La transmission théorique qui, elle, est sinusoïde coïncide avec la transmission expérimentale seulement à λ_s et à λ_p et donc entre ceux-ci, la transmission théorique est déjà légèrement éronée.

Filtre passe-bas avec pré-étirage.

Ce filtre dont les résultats expérimentaux sont donnés à la section 2.3.1.2.a), a été simulé en utilisant les données des structures avec N=1. L'effet du pré-étirage est simulé en calculant les longueurs de battement entre les deux premiers modes correspondant au rayon de la fibre dans la structure pré-étirée.

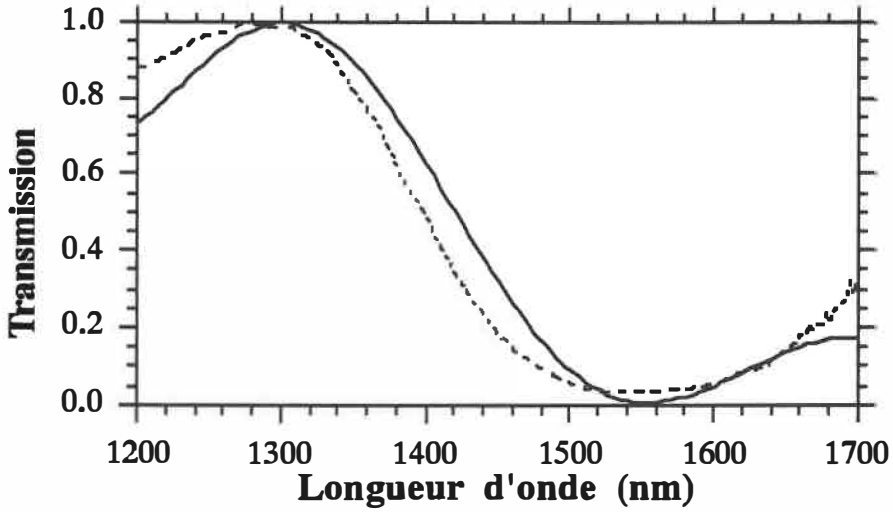

Fig.3.4: Courbe de transmission théorique (en trait plein) et expérimentale (en pointillé) du filtre passe-bas avec pré-étirage de la section 2.3.1.2.a). Les structures théoriques N=1 sont presque complémentaires, car elles ont chacune une transmission de 45% à 1550 nm. La distance entre les deux a été ajustée à 1500 µm.

La réponse en longueur d'onde correspond au résultat expérimental. Il n'y a plus d'oscillation située entre les extremums et la bande passante du maximum est aussi large qu'en réalité quoique légèrement décalée. Mais dans ce cas, c'est la largeur de bande du minimum qui est plus étroite pour des raisons identiques aux cas précédents.

Filtre passe-haut avec pré-étirage.

Ce filtre dont les résultats expérimentaux sont donnés à la section 2.3.1.2.b), a été simulé en utilisant les données des structures avec N=1 et N=2.

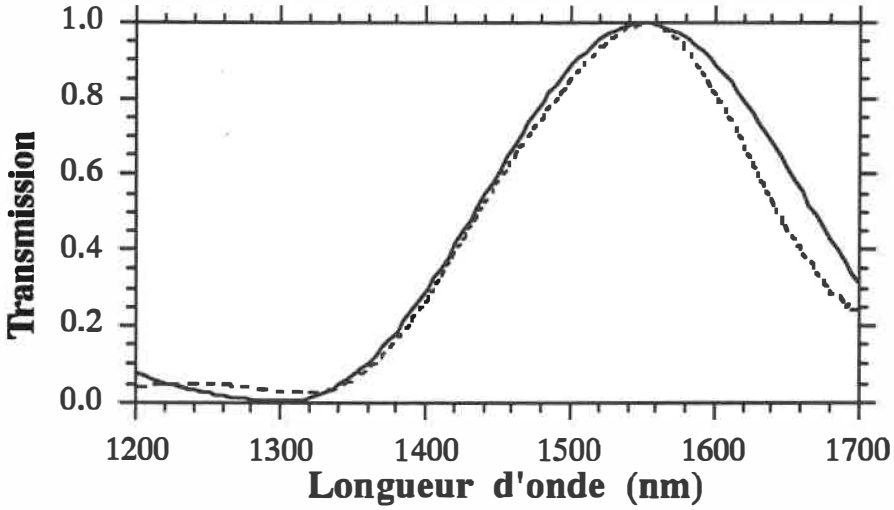

Fig.3.5: Courbe de transmission théorique (en trait plein) et expérimentale (en pointillé)du filtre passe-haut avec pré-étirage de la section 2.3.1.2 b). Les structures théoriques sont complémentaires, car elles ont une transmission de 0,25 % et de 0,75 % à 1300 nm. La distance entre les deux a été choisie à 1250 µm.

Sur ces dernières simulations, on voit, malgré la simplicité du modèle, que pour les filtres avec pré-étirage, on peut prévoir, pour une configuration donnée, la transmission d'un filtre de fibre à gaine uniforme. Cela provient de deux choses: les structures sont plus proches les unes des autres et les Z_B entre modes LP_{0m} des fibres pré-étirées sont plus grands. Ces deux facteurs réduisent entre les structures le nombre de battements entre les modes, si bien que les modes LP_{01} et LP_{02} ne font qu'un seul battement et le mode fondamental ne se couple pas dans les modes d'ordre supérieurs; donc l'influence de ces derniers se fait moins sentir.

Bien que trés simple, ce modèle nous permet de nous faire une bonne idée sur la transmission de différentes combinaisons de structures biconiques et de déterminer une configuration pour obtenir une transmission voulue.

3.2 Méthode des modes locaux couplés.

Pour bien comprendre les couplages entre les différents modes, on utilisera le modèle des modes locaux couplés. Ce modèle a l'avantage de pouvoir être utilisé aussi bien pour la fibre à gaine uniforme que celle à gaine semi-enterrée.

L'objectif de cette section est de décrire de manière qualitative les couplages entre modes le long du profil longitudinal de différents filtres. Cette méthode nous permet de savoir où et comment les modes se couplent de maière significative. Elle nous permet aussi de comprendre certains de leurs comportements pour un profil donné. Mais malgré son aspect rigoureux, elle ne nous permet pas de simuler numériquement la transmission en fonction de la longueur d'onde, car cette transmission est trop sensible aux paramètres des fibres pour donner des résultats probants. Le profil d'indice par exemple n'est pas exactement un profil à saut d'indice, (figure 3.6 à comparer avec la figure 1.2) ce qui occasionne de petits changements dans les valeurs des indices effectifs et les formes des champs. Les programmes disponibles, utilisant des profils à saut d'indice, ne peuvent tenir compte de ces variantes et lorsqu'appliqués le long du profil longitudinal du filtre, ils introduisent des erreurs qui s'accumulent. Le résultat final obtenu est alors assez loin de la réalité. Mais d'abord, il convient de rappeler certains concepts des modes locaux.

Mais avant tout, il convient de décrire les différents concepts de la théorie de modes locaux couplés.

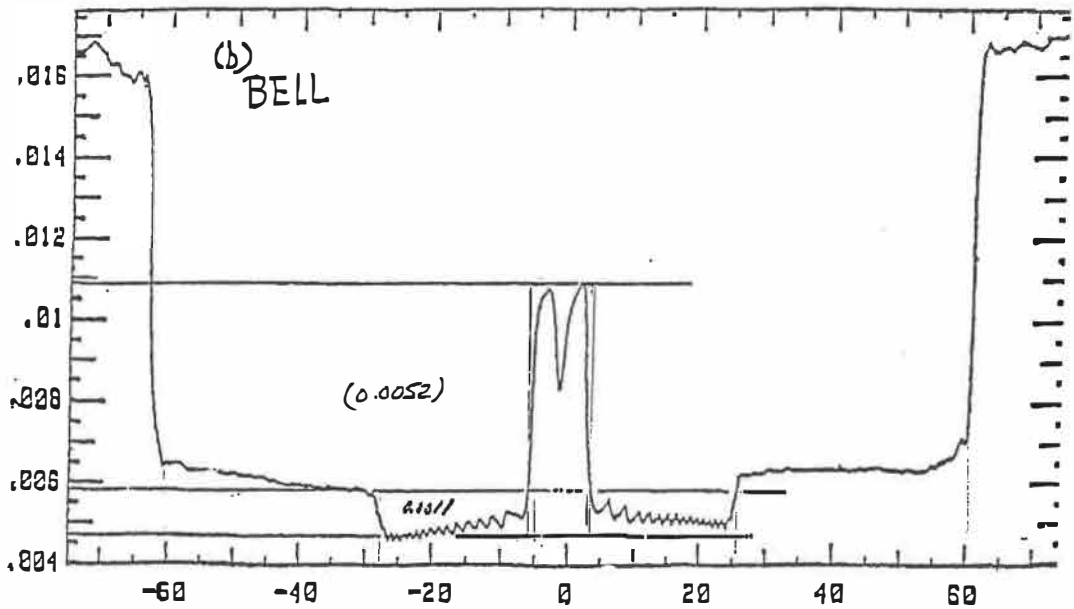

Fig. 3.6: Profil d'indice mesuré de la fibre à gaine semi-enterrée.

3.2.1 Les modes locaux

On introduit le concept de mode local lorsque le guide perd son uniformité longitudinale. Les modes locaux sont les modes du guide uniforme qui coïncident localement au guide réel. Ils ne sont pas les solutions exactes des équations de Maxwell pour le guide réel, ce concept est une approximation. Le fait que le guide garde sa symétrie circulaire nous permet de ne considérer que les modes ayant cette symétrie, soient les modes LP_{0m}.

Mais lors de la propagation d'un mode local le long d'un guide non-uniforme, la forme de son champ et sa constante de propagation changent. Le champ s'écrit alors [9,15]:

$$|\psi_j(r,\theta,z)\rangle \; e^{i\int_0^z \beta_j(z)\,dz} \tag{3.2.1}$$

où l'intégrale tient compte de la variation du β_j en fonction de z.

L'approximation des modes locaux implique que les caractéristiques de ces modes, telle la constante de propagation, restent inchangées sur une certaine distance δz petite devant la non-uniformité. On substitue donc par approximation la fibre par un guide escalier dont les marches sont de largeur δz, (figure 3.7).

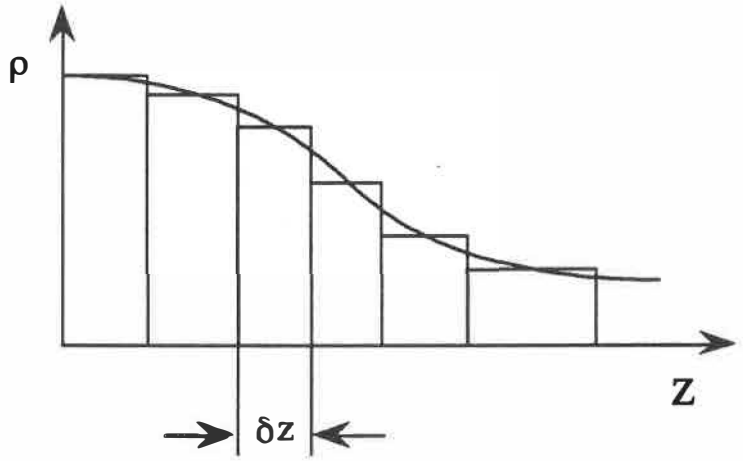

Fig.3.7: Approximation d'un guide non-uniforme en une série de guides en escalier.

Lorsqu'on découpe ainsi longitudinalement le guide en tranches d'épaisseur δz, il en résulte un élargissement $\Delta\beta$ lié à δz par une relation analogue au principe d'incertitude [15]:

$$\Delta\beta \ \delta z \geq 1 \qquad (3.2.2)$$

De plus, si $\delta\beta = \beta_m - \beta_n$ est la différence entre les constantes de propagation de deux modes locaux LP_{0m} et LP_{0n} dans la tranche δz, pour que les modes puissent être distincts, il faut que les imprécisions $\Delta\beta$ sur les constantes de propagation soient inférieures à la moitié de la différence entre ces mêmes constantes. C'est-à dire que:

$$2\Delta\beta < \delta\beta \qquad (3.2.3)$$

ce qui conduit au critère de validité des modes locaux comme entités quasi-indépendantes [15]:

$$\left|\frac{d\rho}{dz}\right| << \frac{1}{\frac{\partial\beta}{\partial V}} \frac{\rho}{V} \frac{\pi^2}{Z_B^2} \tag{3.2.4}$$

$$\text{où} \quad Z_B = \frac{2\pi}{\delta\beta} \tag{3.2.5}$$

Les valeurs limites sont définies par le signe d'égalité et vont permettre de déterminer où pour un profil longitudinal $\rho(z)$ donné, les modes locaux ont un sens physique. On entend par sens physique le fait que les modes sont distincts et se propagent indépendamment les uns des autres. Cela veut dire, pour le cas des filtres, que lorsque les pentes normalisées d'une structure sont trop grandes, il n'est plus possible de diviser la fibre en une série de guides en escalier où les modes se propagent indépendamment les uns des autres. Ce qui n'empêche pas les modes locaux d'exister ponctuellement et d'être les modes du guide uniforme coïncidant au guide réel en ce point. La courbe représentant le critère de validité pour le mode local LP_{01} est montrée à la figure 3.8 en fonction de la fréquence normalisée de la fibre V_{co} pour les deux types de fibre utilisés.

Les structures utilisées dans les filtres possèdent des pentes normalisées dont les valeurs sont supérieures à celles du critère de validité des modes LP_{0m}. À ces endroits ces modes locaux pris individuellement n'ont plus de sens physique, car les plages des valeurs possibles des constantes de deux modes se recoupent, ce qui nous amène maintenant à parler de couplage entre ces deux modes.

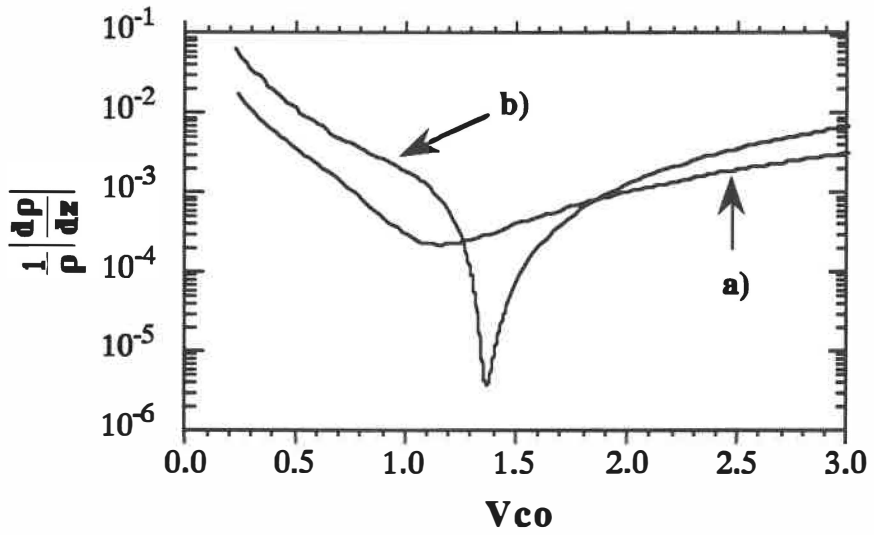

Fig.3.8: Courbe du critère de validité du mode local LP_{01} pour **a)** la fibre à gaine uniforme et **b)** la fibre à gaine semi-enterrée.

3.2.2 Théorie des modes locaux couplés.

Comme il a été vu plus haut, lorsqu'un guide perd son uniformité longitudinale telle que ces pentes normalisées ont des valeurs supérieures à celles du critère de validité des modes locaux, comme c'est le cas pour les structures biconiques, la puissance de chaque mode local se transfère par couplage vers d'autres modes locaux.

Dans un guide, le champ électromagnétique peut être décrit en une section droite d'absisse z comme une superposition des modes locaux (ces modes locaux étant localement orthogonaux entre eux). Dans cette base ponctuelle [9], le champ électrique et le champ magnétique peuvent être décrits de la façon suivante:

$$\vec{E}_t(x,y,z) = \sum_j b_j(z)\, \hat{e}_{tj}(x,y,\beta_j(z)) \qquad (3.2.5)$$

$$\vec{H}_t(x,y,z) = \sum_j b_j(z)\, \hat{h}_{tj}(x,y,\beta_j(z)) \qquad (3.2.6)$$

où $\hat{e}_j$ et $\hat{h}_j$ sont les champs électrique et magnétique normalisés du $j^{ième}$ mode. Les $b_j(z)$ sont les coefficients décrivant l'amplitude et la phase du mode j en fonction de z.

Ainsi dans un guide non-uniforme, l'équation décrivant les couplages entre les modes locaux est obtenue en utilisant les équations de Maxwell et les conditions d'orthogonalité, ce qui donne la relation suivante [9]:

$$\frac{db_j}{dz} - i\,\beta_j\, b_j = \sum_k C_{jk}\, b_k \tag{3.2.7}$$

$$\text{où} \quad C_{j\,k} = \frac{1}{4}\int_{A_\infty} \left\{ \hat{h}_j \times \frac{\partial \hat{e}_k}{\partial z} - \hat{e}_j \times \frac{\partial \hat{h}_k}{\partial z} \right\} . \hat{z}\, dA \qquad \text{pour } j \neq k \tag{3.2.8}$$

$$C_{jk} = 0 \qquad \text{pour} \quad j = k$$

C_{jk} sont les coefficients de couplage et peuvent aussi être écrits sous la forme [9]:

$$C_{jk} = \frac{k}{4}\left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\beta_j - \beta_k} \int_{A_\infty} \hat{e}_j^{\,*} . \hat{e}_k \frac{\partial n^2}{\partial z}\, dA \tag{3.2.5}$$

Comme le profil d'indice des fibres cylindriques n'a pas de dépendance azimutale et que cette dépendance pour les modes est un facteur $e^{im\phi}$, l'intégrale azimutale sur deux modes qui n'ont pas la même symétrie circulaire s'annule. Donc deux modes n'ayant pas la même symétrie circulaire ne peuvent pas se coupler. On remarque aussi que les C_{jk} sont fonctions du profil d'indice du guide et de sa dérivée. Pour une fibre à saut d'indice, la dérivée du profil d'indice par rapport à z est une série de deltas de Dirac.

$$\frac{\partial n^2}{\partial z} = 2\, n_{co}^2\, \Delta \frac{d\rho^2}{dz} \sum_{k=1}^{N} H_k\, S_k^2\, \delta\left(r - \rho_k(z) \right) \tag{3.2.6}$$

où l'indice k correspond à une interface de la fibre et N est le nombre d'interfaces.

Ces coefficients sont décrits dans les paragraphes suivants pour les deux types de fibres utilisées.

Fibre à gaine uniforme:

Cette fibre a deux interfaces ce qui permet de calculer facilement l'intégrale qui devient [18]:

$$C_{mn} = \frac{k\, n_{co}\, \Delta}{\beta_m - \beta_n} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \frac{\psi_m(1)\,\psi_n(1) + H S^2\, \psi_m(S)\,\psi_n(S)}{\left\{ \int_0^\infty \psi_m^2\, R\, dR \int_0^\infty \psi_n^2\, R\, dR \right\}^{\frac{1}{2}}} \tag{3.2.7}$$

où H et S sont définis comme:

$$S = \frac{\rho_{go}}{\rho_{co}} \quad \text{et} \quad H = \frac{n_{go}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{go}^2} \tag{3.2.8}$$

et ψ est la valeur du champ évaluée à $R=\rho / \rho_{co}$.

On remarque que le coefficient de couplage C_{mn} est fonction des valeurs des modes LP_{0m} et LP_{0n} aux interfaces. Les valeurs des champs aux interfaces des deux premiers modes ont été calculées et sont illustrées sur la figure 3.9 et figure 3.10.

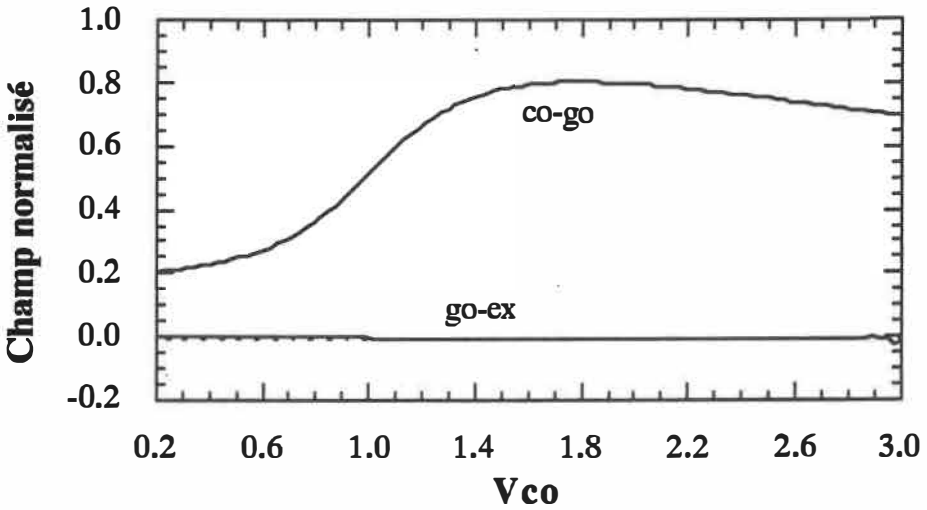

Fig.3.9: Valeurs du champ du mode LP_{01} aux interfaces cœur-gaine et gaine-extérieur (le milieu extérieur étant l'air) pour la fibre à gaine uniforme.

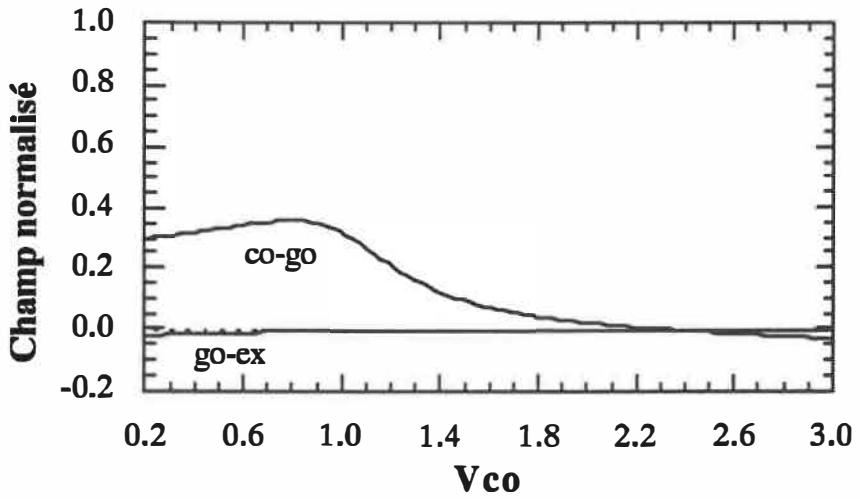

Fig.3.10: Valeurs des champs LP_{02} aux interfaces cœur-gaine et gaine-extérieur (le milieu extérieur étant l'air) pour la fibre à gaine uniforme.

Sur ces graphiques, on remarque plusieurs choses. On voit que la valeur du champ à l'interface extérieure du mode LP_{01} est vraiment négligeable par rapport au champ à l'interface cœur-gaine si on se tient à des valeurs de V_{co} plus grandes que 1. Pour le mode LP_{02}, la valeur du champ aux interfaces cœur-gaine et gaine-extérieur est petite pour tout V_{co} plus grand que 1 car ce mode est confiné entre les deux interfaces. On y remarque aussi que pour des grandes valeurs de V_{co} (plus grandes que 1.8), la valeur du champ du mode LP_{02} à l'interface cœur-gaine est beaucoup plus petite que celui de LP_{01}. Par contre pour des valeurs de V plus petites que 1, c'est l'inverse. L'ensemble de ces propriétés a une influence directe sur les valeurs des coefficients de couplage par la relation 3.2.7.

On définit le coefficient $\overline{C}_{mn}$ comme étant le partie du coefficient de couplage ne dépendant que du profil d'indice de la fibre et de la fréquence normalisée V_{co} [19]:

$$\overline{C}_{mn} = \frac{C_{mn}}{\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}} \tag{3.2.9}$$

Sur la figure 3.11, les coefficients de couplage $\overline{C}_{mn}$ des trois premiers à symétrie circulaire sont tracés en fonction de la fréquence normalisée V_{co}.

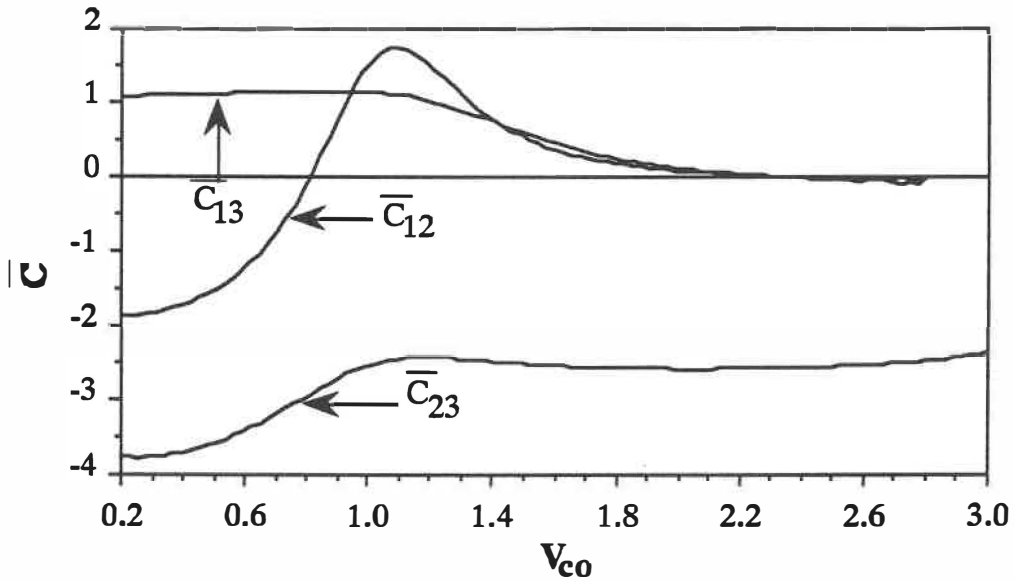

Fig.3.11: Courbes des coefficients de couplage entre les trois premiers modes à symétrie circulaire.

Pour cette fibre à gaine uniforme, le sommet de la courbe de $\overline{C}_{12}$ se situe aux alentours de V_{co} = 1,1.

Fibre à gaine semi-enterrée:

Pour ce type de guide qui à quatre couches et donc trois interfaces, les coefficients de couplage s'écrivent:

$$C_{mn} = \frac{k\, n_{co}\, \Delta}{\beta_m - \beta_n} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \frac{\psi_m(1)\,\psi_n(1) + H_i\, S_i^2\, \psi_m(S_i)\,\psi_n(S_i) + H\, S^2\, \psi_m(S)\,\psi_n(S)}{\left\{ \int_0^\infty \psi_m^2\, R\, dR \int_0^\infty \psi_n^2\, R\, dR \right\}^{\frac{1}{2}}} \qquad (3.2.10)$$

où H, H_i, S et S_i sont définis comme:

$$H = \frac{n_{go}^2 - n_{ex}^2}{n_{co}^2 - n_{igo}^2} \quad ; \quad H_i = \frac{n_{igo}^2 - n_{go}^2}{n_{co}^2 - n_{igo}^2} \quad ; \quad S = \frac{\rho_{go}}{\rho_{co}} \quad ; \quad S_i = \frac{\rho_{igo}}{\rho_{co}} \qquad (3.2.11)$$

Il est à noter que comme $n_{go} > n_{igo}$, le facteur H_i est négatif et donc que la valeur des champs à l'interface gaine interne / gaine optique contribue négativement à celle du coefficient de couplage. Les valeurs du champ aux interfaces des modes LP_{01} et LP_{02} sont montrées sur les figures 3.12 et 3.13. Ces graphiques, pour les interfaces cœur-gaine interne et gaine-extérieur, ressemblent aux cas de la fibre à gaine uniforme mais avec des variations beaucoup plus abruptes. Ainsi pour V_{co} égale à 1,4, le changement d'allure est brutal et cela pour les deux modes. C'est également à ce V_{co} que les indices effectifs de ces deux modes sont les plus rapprochés (voir figure 1.6). 1,4 se présente comme une valeur critique de V_{co} pour cette fibre.

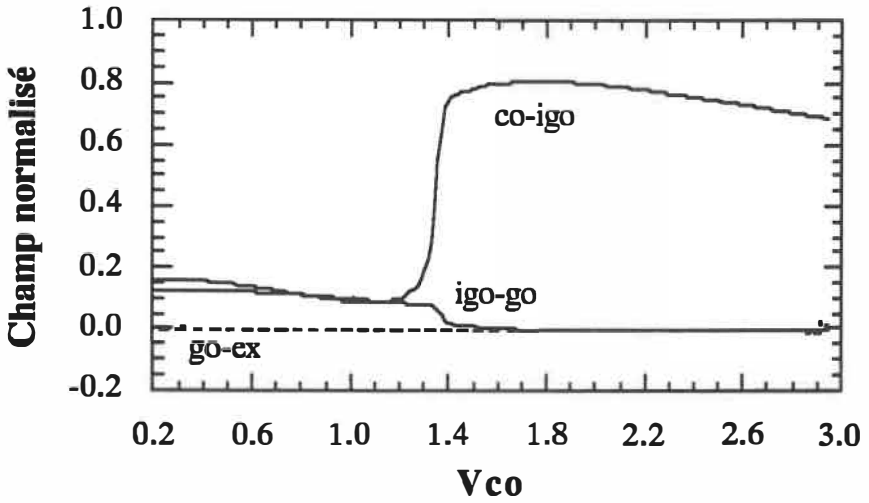

Fig.3.12: Valeurs du champ de LP_{01} aux interfaces cœur-gaine interne, gaine interne-gaine et gaine-extérieur.

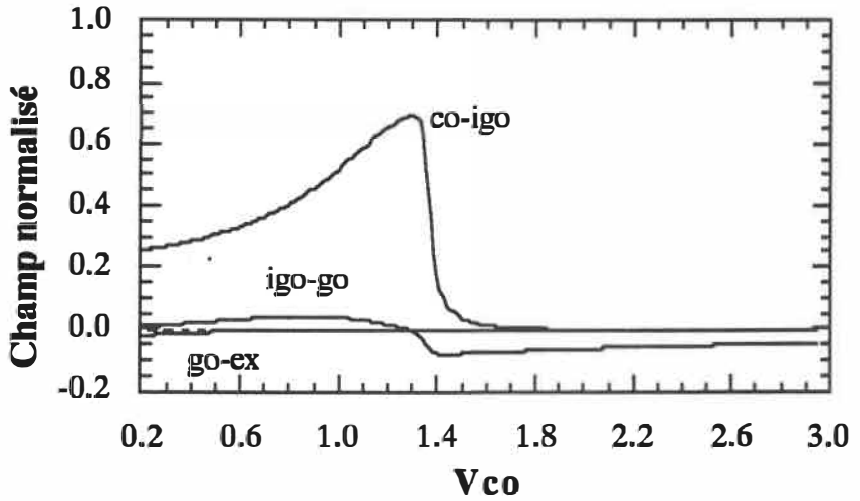

Fig.3.13: Valeurs du champ de LP_{02} aux interfaces cœur-gaine interne, gaine interne-gaine et gaine-extérieur.

Pour les coefficients $\overline{C}_{nm}$ montrés sur la figure 3.14, la valeur 1,4 de V_{co} marque des changements de régime tout aussi radicaux. Vers cette valeur, le coefficient $\overline{C}_{12}$ domine de loin les autres. Le fait que C12 devient négatif après cette valeur vient de la contribution négative de la valeur des champs à l'interface gaine interne / gaine optique.

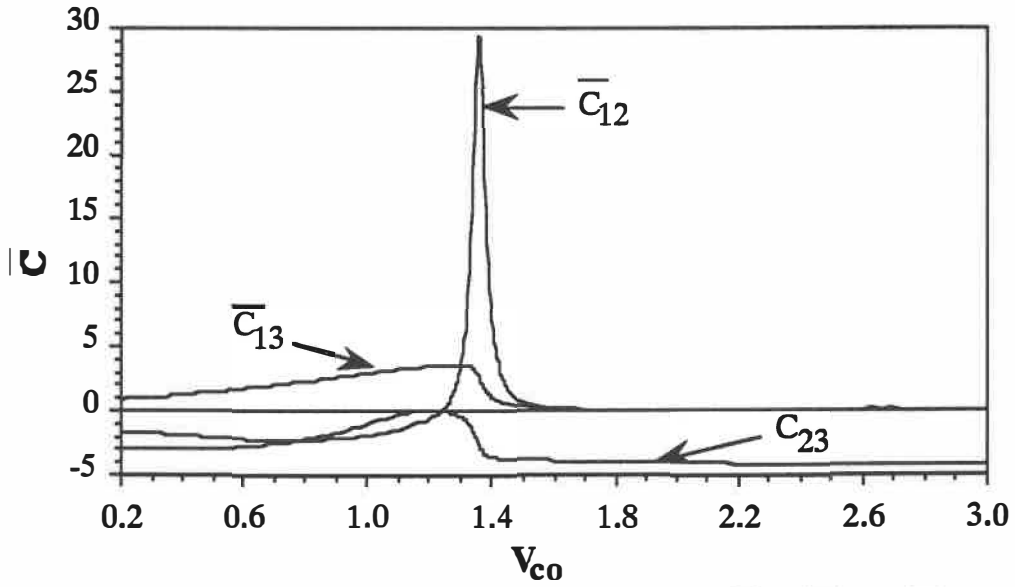

Fig.3.14: Courbes des coefficients de couplage $\overline{C}_{12}$, $\overline{C}_{13}$ et $\overline{C}_{23}$ entre les modes à symétrie circulaire LP_{01}, LP_{02} et LP_{03}.

3.2.3 Critère d'adiabaticité:

Dans ce paragraphe, on introduit la notion d'adiabaticité d'un guide. Cette notion précise celle de la validité des modes locaux qui donne une idée intuitive de l'adiabaticité.

Comme la dimension du coefficient C_{mn} est une [distance]$^{-1}$, on définit la longueur caractéristique de couplage L_C par [9]:

$$L_C = 1 / C_{mn}, \tag{3.2.11}$$

C_{mn} étant le coefficient de couplage entre les modes LP_{0m} et LP_{0n}. La quantité L_C décrit une longueur au bout de laquelle la puissance est transférée du mode LP_{0m} vers le mode LP_{0n} ou vice versa.

La longueur de battement Z_B peut s'exprimer en fonction des indices effectifs de la façon suivante:

$$Z_B = \frac{2\pi}{\beta_n - \beta_m} = \frac{\lambda}{n_{eff}^n - n_{eff}^m} \tag{3.2.10}$$

La condition d'adiabaticité est obtenue en comparant la longueur de battement Z_B et L_C. En effet, si:

$$Z_B << L_C, \tag{3.2.12}$$

les modes locaux vont se propager sans couplage significatif entre eux sur une distance de l'ordre de grandeur de Z_B [9]. Dans ce cas on dira que le guide se comporte de façon adiabatique sur cette distance.

Grâce aux équations 3.2.8 et 3.2.12, on peut en déduire le critère d'adiabaticité suivant:

$$\frac{1}{\rho}\left|\frac{d\rho}{dz}\right| << \frac{1}{C}\left(\frac{1}{Z_B}\right) \tag{3.2.13}$$

Et donc la courbe limite est définie par:

$$Z_B = L_C \tag{3.2.14}$$

Cette courbe limite est importante pour savoir, sur le profil longitudinal d'une structure, où il y a couplage entre les modes. Cette courbe a été calculée pour les deux types de fibres et est montrée sur les figures 3.15 et 3.16. L'étude d'adiabaticité des filtres sera faite dans les paragraphes suivants.

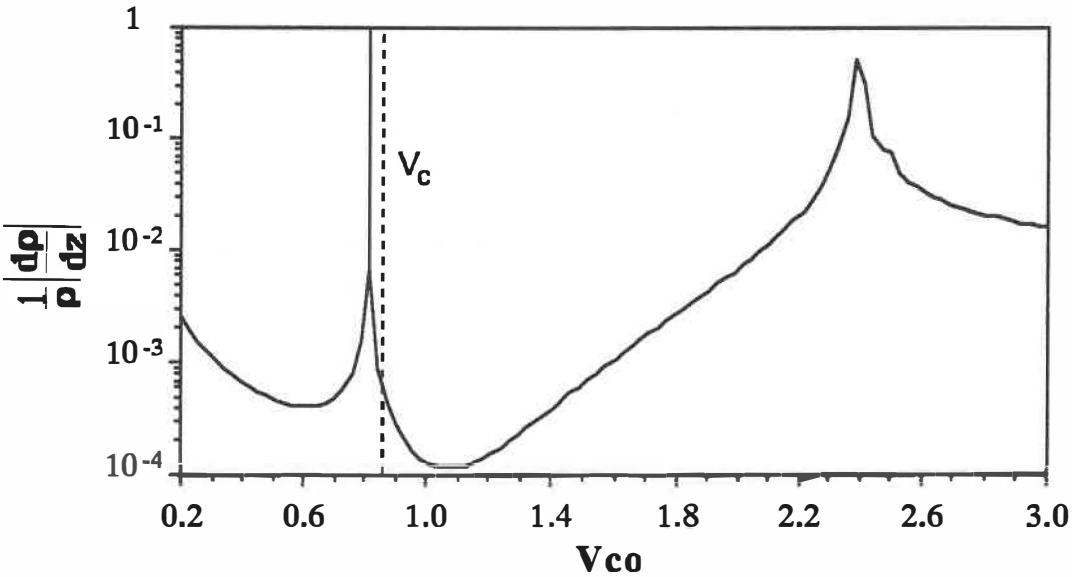

Fig.3.15: Courbe du critère d'adiabaticité entre les modes LP_{01} et LP_{02} en fonction de V_{co} pour la fibre à gaine uniforme. La droite en pointillé correspond à la valeur de V_{co} où le mode de cœur LP_{01} devient mode de gaine (quand $n_{eff} = n_{go}$).

$V_{co} = k\rho_{co}\sqrt{n_{co}^2 - n_{go}^2}$

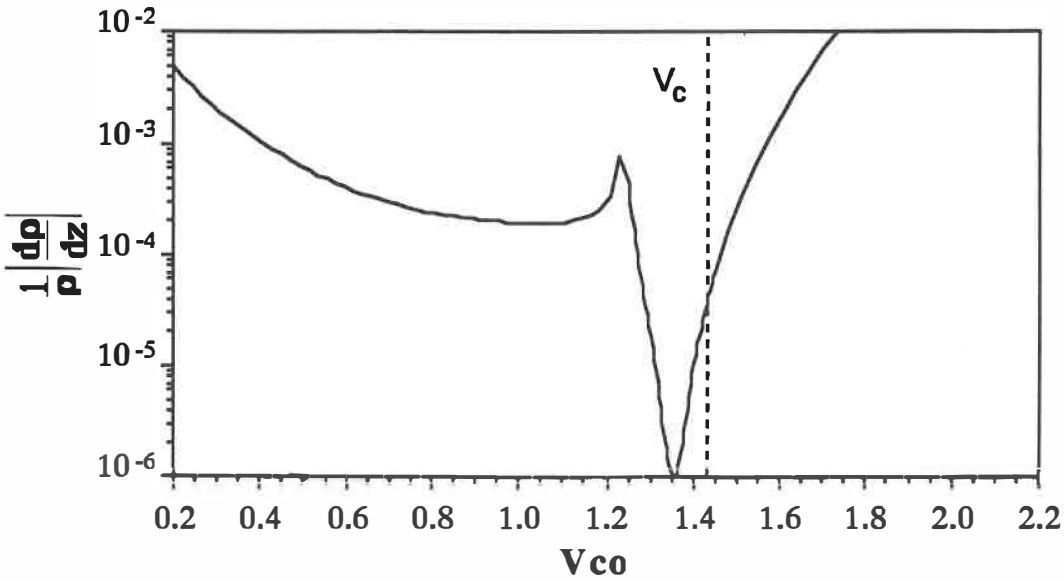

Fig.3.16: Courbe du critère d'adiabaticité entre les modes LP_{01} et LP_{02} en fonction de V_{co} pour la fibre à gaine semi-enterrée. La droite en pointillé correspond à la valeur de V_{co} où le mode de cœur LP_{01} devient mode d' anneau (quand $n_{eff} = n_{go}$).

Il est à remarquer que sur ces figures, les valeurs de V_{co} où le critère est le plus petit se situent pour la fibre à gaine uniforme juste avant que le mode fondamental devient mode de gaine et pour la fibre à gaine semi-enterrée juste après qu'il devienne mode d'anneau.

Ces courbes des critères d'adiabaticité ont la même allure que celles des validités des modes locaux, car quoique différentes par leur approche mathématique, ces deux notions ont le même sens physique.

Le critère d'adiabaticité des deux types fibres démontre bien que même pour le cas des structures pré-étirées où les pentes sont faibles, le couplage n'est pas le même à deux longueurs d'onde diffèrentes, car pour une pente donnée et pour V_{co} >1.4, la longueur d'onde la plus grande occasionnera le couplage le plus important.

Toutes ces notions théoriques sur les modes locaux couplés vont nous permettre de déterminer avec assez d'exactitude où sur le profil longitudinal d'un filtre se font les

couplages entre modes et plus particulièrement entre les deux premiers modes LP_{01} et LP_{02}.

3.2.4 Discussion du modèle des modes locaux couplés.

Pour utiliser ce modèle, il faut dans un premier temps mesurer les profils longitudinaux des filtres. Ces profils sont mesurés à l'aide d'un microscope et de moteurs micrométriques [7]. Les filtres dont les profils ont été mesurés, sont un filtre passe-bas sans pré-étirage et un filtre passe-haut avec pré-étirage tous deux faits de fibre à gaine uniforme et un filtre passe-bas en fibre à gaine semi-enterrée avec pré-étirage.

Pour avoir les coefficients de couplage, il faut d'abord calculer numériquement les indices effectifs des modes de chaque fibre. Pour simplifier la discussion et les calculs, seuls les modes LP_{01} et LP_{02} ont été considérés. Cela est justifié par le fait que lorsque le mode fondamental se couple avec d'autres modes, c'est d'abord et surtout avec LP_{02} qu'a lieu le couplage.

Filtre en fibre à gaine uniforme

Pour ce type de fibre, deux profils longitudinaux ont été mesurés: un filtre passe-bas sans pré-étirage et un filtre passe-haut avec pré-étirage.

a) Filtre passe-bas sans pré-étirage.

Le profil longitudinal de ce filtre est montré à la figure 3.17. Le long du profil, le rayon du cœur de la fibre varie de 4,9 µm (sa valeur normale) à 0,9 µm.

Sur cette figure, on distingue les deux structures biconiques entourant la zone centrale quasi cylindrique. La petite dépression au centre de la partie centrale est l'étirage qui a permis d'ajuster la phase entre les modes.

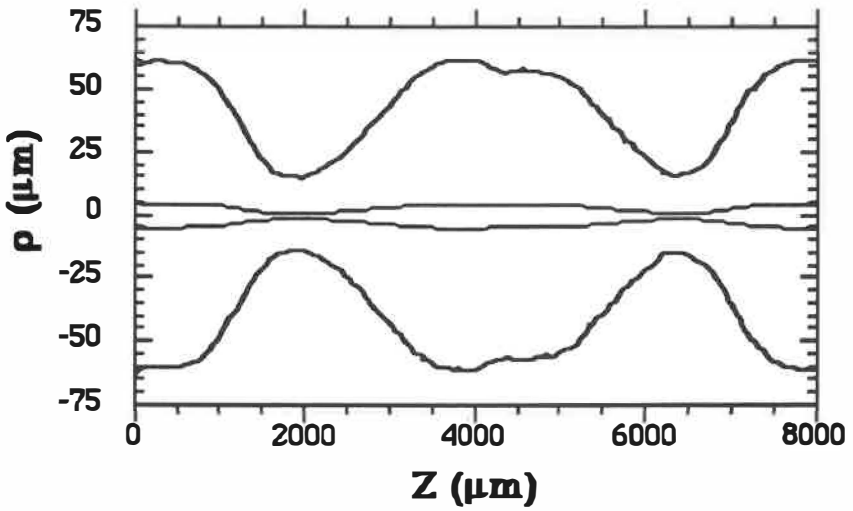

Fig.3.17: Profil longitudinal d'un filtre passe-bas sans pré-étirage en fibre à gaine uniforme .

La figure 3.18 illustre les différentes valeurs de V_{co} pour les deux longueurs d'onde le long du profil longitudinal du filtre. Ces valeurs sont comparées avec celle pour laquelle le mode LP_{01} devient mode de gaine.

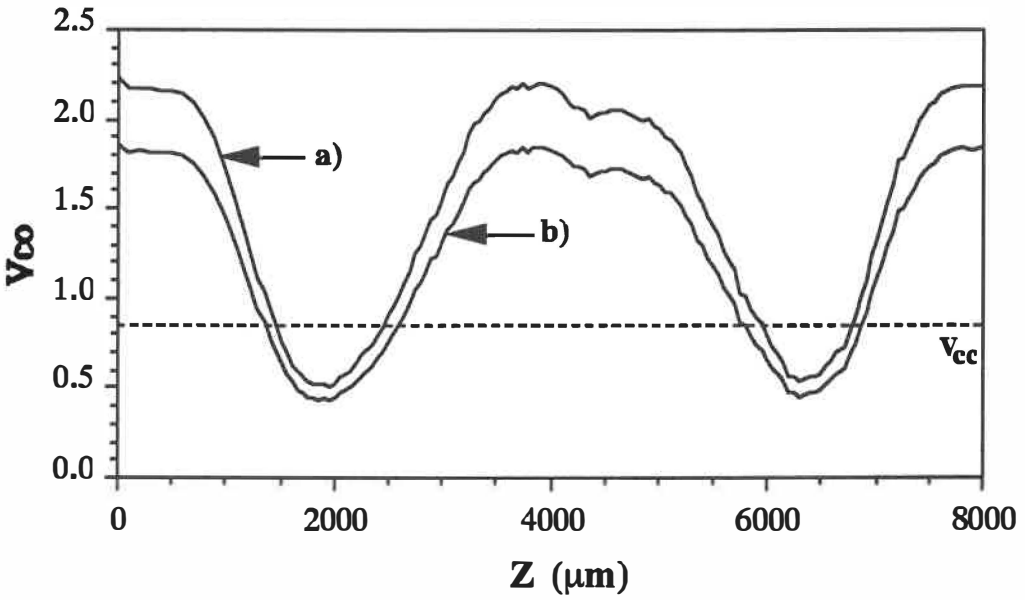

Fig.3.18: Profil longitudinal exprimé en fonction de V_{co} pour **a)** 1300 nm et **b)** 1550 nm. La droite en pointillé représente la valeur de V_{co} en dessous de laquelle le mode LP_{01} est mode de gaine.

On y voit que dans le cas présent, le mode LP_{01} est loin d'être mode de gaine dans la région centrale. Mais dans les structures, il l'est à peu près sur des longueurs équivalentes pour les deux longueurs d'onde.

Sur les figures 3.19 et 3.20, on compare le long du profil longitudinal du filtre, les pentes normalisées et le critère d'adiabaticité décrit plus haut dans ce chapitre, pour les deux longueurs d'onde 1300 nm et 1550 nm. Les zones de couplage correspondent aux endroits sur le profil où la valeur des pentes normalisées (en **b**) est supérieure à celle du critère d'adiabaticité (en **c**). Ils se situent pour ce filtre uniquement sur les pentes abruptes des structures biconiques. Les zones de couplage à la longueur d'onde 1550 nm sont plus larges qu'à 1300 nm. Ce qui montre qu'à la sortie des structures biconiques, l'amplitude des modes LP_{01} et LP_{02} n'est pas la même à 1300 nm qu'à 1550 nm. Mais par contre, il est impossible sans faire les calculs numériques de connaître les états d'interférence à la sortie du filtre.

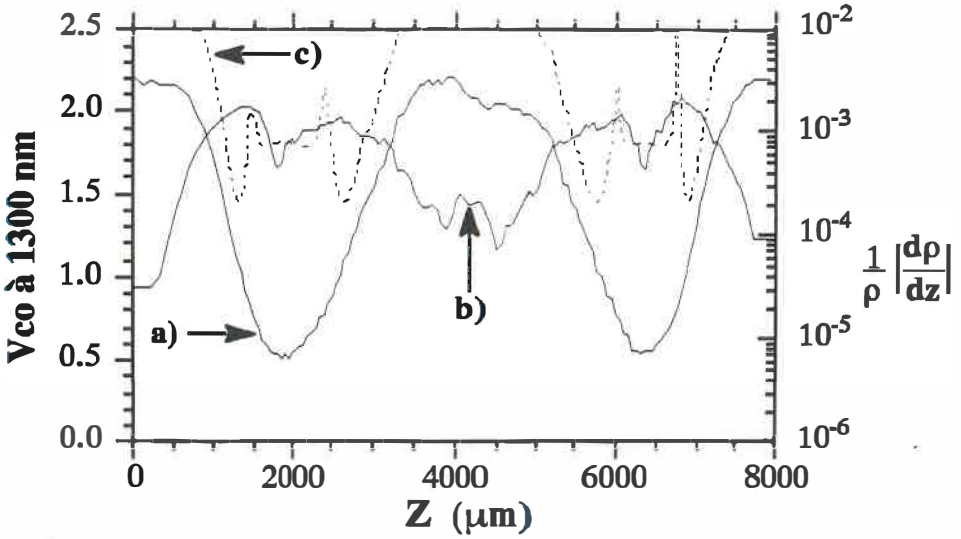

Fig.3.19: Visualisation des zones de couplage à 1300 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** valeurs des pentes normalisées du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

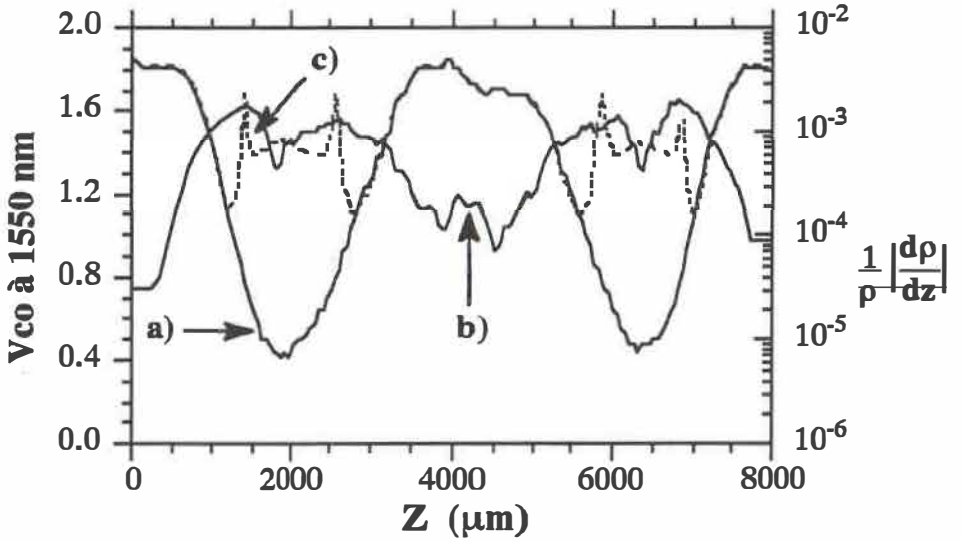

Fig.3.20: Visualisation des zones de couplage à 1550 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** valeurs des pentes normalisées du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

b) Filtre passe-haut avec pré-étirage.

Le profil longitudinal de ce filtre est montré à la figure 3.21. La structure pré-étirée utilisée pour la conception de ce filtre y est bien visible car la partie centrale possède un rayon plus petit que le rayon originel de la fibre. Le rayon de la partie centrale correspond au rayon minimum qu'avait la structure pré-étirée. On peut également observer que les structures biconiques insérées dans la structure pré-étirée n'ont pas les mêmes dimensions. De fait, la première structure est de type N=1 et la deuxième de type N=2.

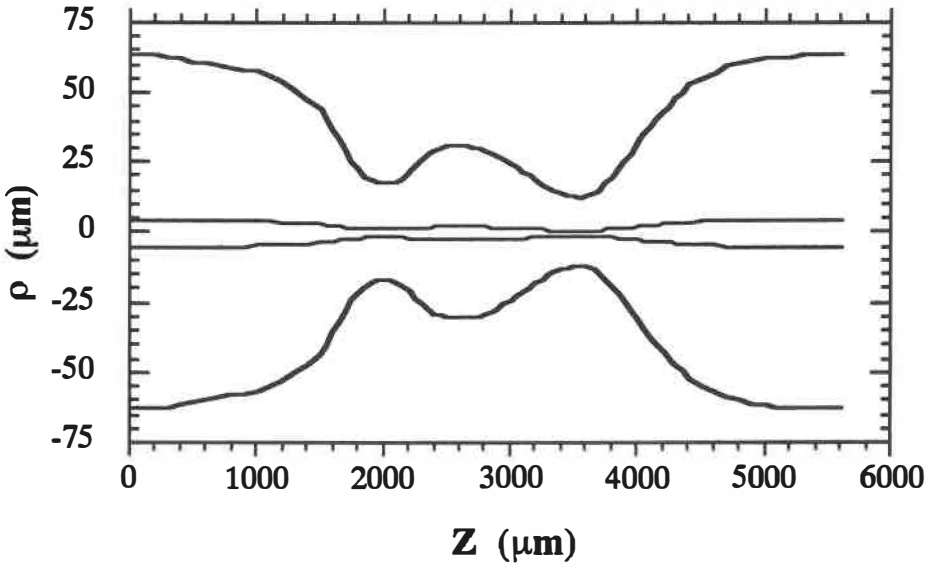

Fig.3.21: Profil longitudinal d'un filtre passe-haut avec pré-étirage en fibre à gaine uniforme.

Ici les valeurs extrêmes du rayon du cœur de la fibre sont de 4,9 μm (rayon normal), de 1,3 μm au fond de la première structure, de 2,4 μm au sommet de la partie centrale et de 0,9 μm au fond de la deuxième structure. On peut voir sur la figure 3.22, que pour les deux longueurs d'onde, le mode fondamental est devenu un mode de gaine à

l'intérieur des deux structures biconiques. Pour λ = 1550 nm, il l'est presque entre les structures.

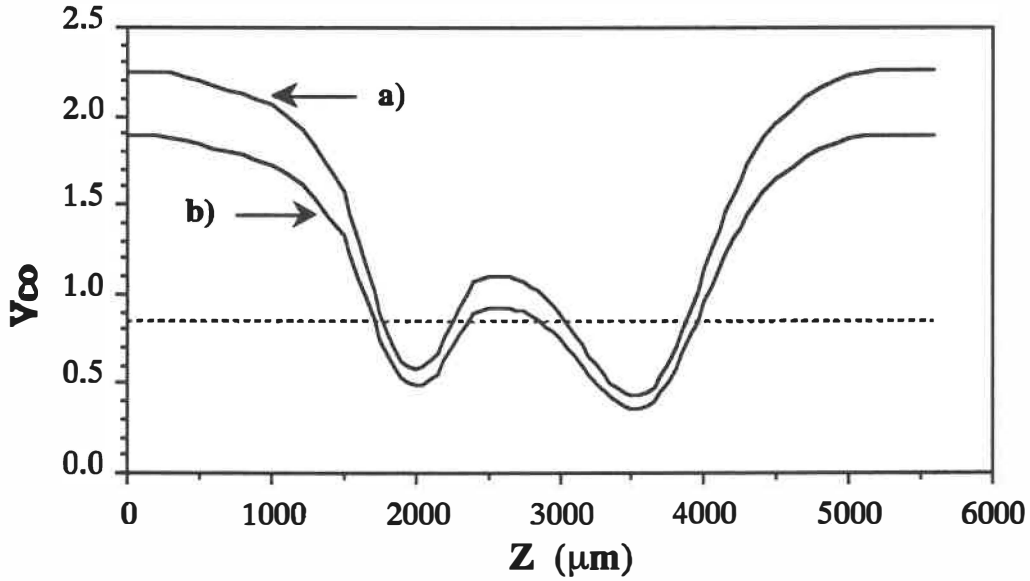

Fig.3.22: Valeur de V_{co} le long du profil longitudinal pour **a)** 1300 nm et **b)** 1550 nm. La droite en pointillé représente la valeur de V_{co} en dessous de laquelle le mode LP_{01} est mode de gaine.

Aux figures 3.23 et 3.24, sont montrés les endroits où les modes LP_{01} et LP_{02} se couplent. Ici ces deux modes se couplent dans presque toute la structure biconique et de manière encore plus étendue pour λ = 1550 nm.

Contrairement au cas du filtre sans pré-étirage, l'endroit sur la partie centrale où ils ne se couplent pas est extrêmement réduit. Ce qui amène à dire que dans ce type de filtre les modes se couplent entre eux presque partout dans le filtre. Mais les couplages les plus forts se font aux pentes des structures biconiques.

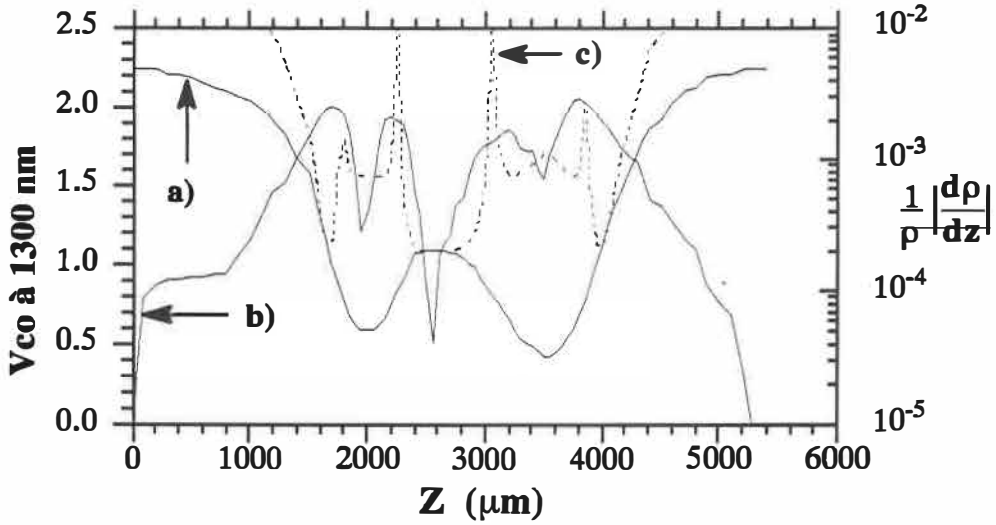

Fig.3.23: Visualisation des zones de couplage à 1300 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** valeurs des pentes normalisées du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

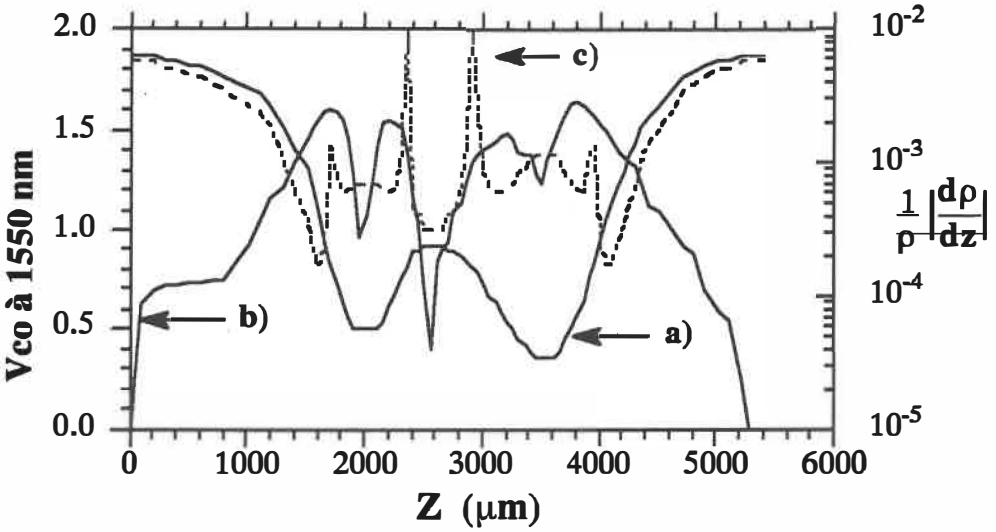

Fig.3.24: Visualisation des zones de couplage à 1550 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** valeurs des pentes normalisées du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

Filtre en fibre à gaine semi-enterrée

Ce type de filtre est décrit à la section 2.3.2.a). Il est constitué de deux structures pré-étirées distantes de 4 mm dont une contient une structure biconique. Toutes ces structures sont visibles sur la figure 3.25 et la dépression entre les structures pré-étirées est l'étirage servant à ajuster la phase entre les modes. Le rayon du cœur est de 4 μm en dehors du filtre, de 0,88 μm au fond de la structure biconique et de 2,77 μm au fond de la deuxième structure pré-étirée.

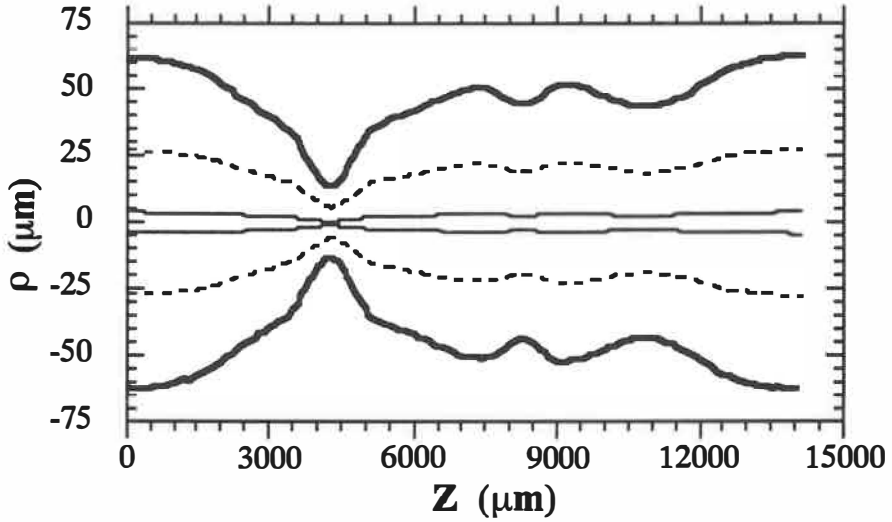

Fig.3.25: Profil longitudinal d'un filtre passe-bas en fibre semi-enterrée. Les courbes en gras représentent le rayon de la gaine, en pointillées le rayon de la gaine interne et en trait plein le rayon du cœur.

Une indication qui aiderait à comprendre la transmission du filtre est de savoir pour chacune des longueurs d'onde de télécommunication quels sont les endroits sur le profil longitudinal où les modes changent de couche. On voit sur la figure 3.26, que le mode fondamental à 1300 nm n'est devenu mode de gaine que dans la région de la structure biconique et reste mode de cœur dans tout le reste du filtre, alors qu'à la longueur d'onde 1550 nm, le mode fondamental est aussi mode de gaine au niveau de la deuxième

structure pré-étirée et ainsi qu'à l'étirage effectué pour ajuster la distance entre les deux structures.

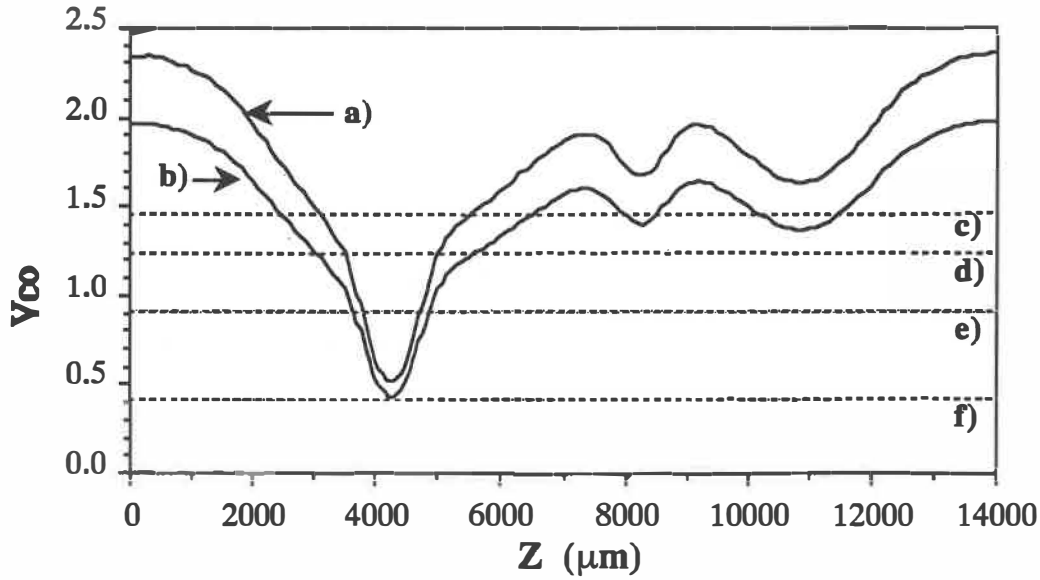

Fig.3.26: Fréquence normalisée du filtre en fonction de Z **a)** à 1300 nm et **b)** à 1550 nm. Valeur de changement de couche, V_c, des trois premiers modes: **c)** V_c de LP_{01} du cœur, **d)** V_c de LP_{03} de l'anneau, **e)** V_c de LP_{02} de l'anneau et **f)** V_c de LP_{01} de l'anneau.

Pour ce type de fibre, les coefficients de couplage sont montrés sur la fig.3.14. On avait vu que sur cette figure, les indices effectifs des deux premiers modes se rapprochent l'un de l'autre vers V_{CO} égale à 1.4.

On a donc calculé la forme des deux premiers modes, soit LP_{01} et LP_{02} pour cette valeur de V_{co}, ce qui est montré sur la fig.3.27. On observe que ces modes ont des formes de champs très semblables mais que quand dans le cœur, les modes sont presque identiques, dans l'anneau, ils sont déphasés d'un facteur π. Donc à ce V_{CO}, le couplage entre ces deux modes est grand.

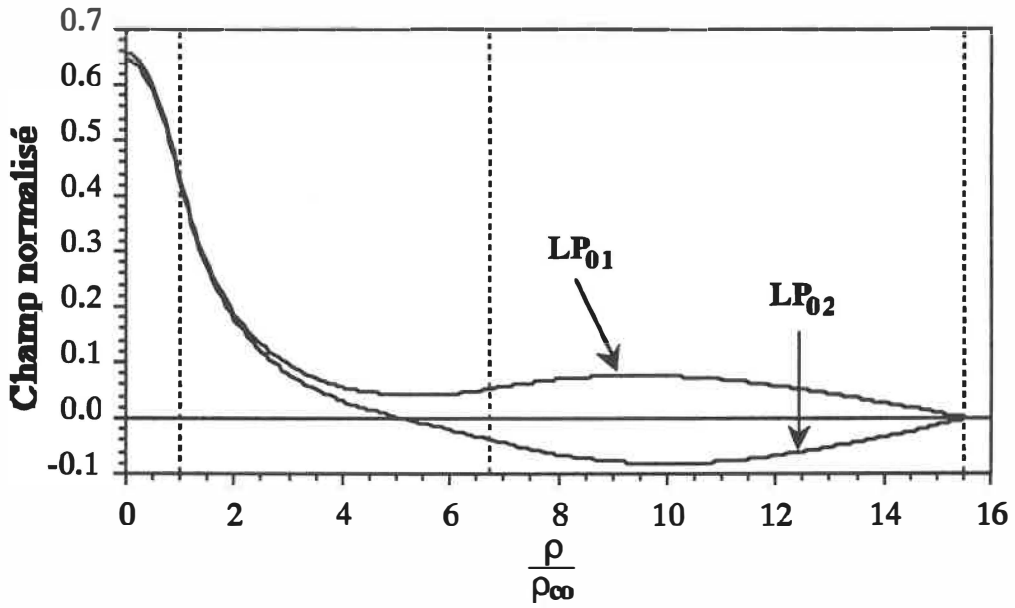

Fig.3.27: Champ normalisé des mode LP_{01} et LP_{02} d'une fibre à gaine semi-enterrée pour un V_{co}=1.354. Les droites en pointillé représentent ρ_{co}, ρ_{igo} et ρ_{go}.

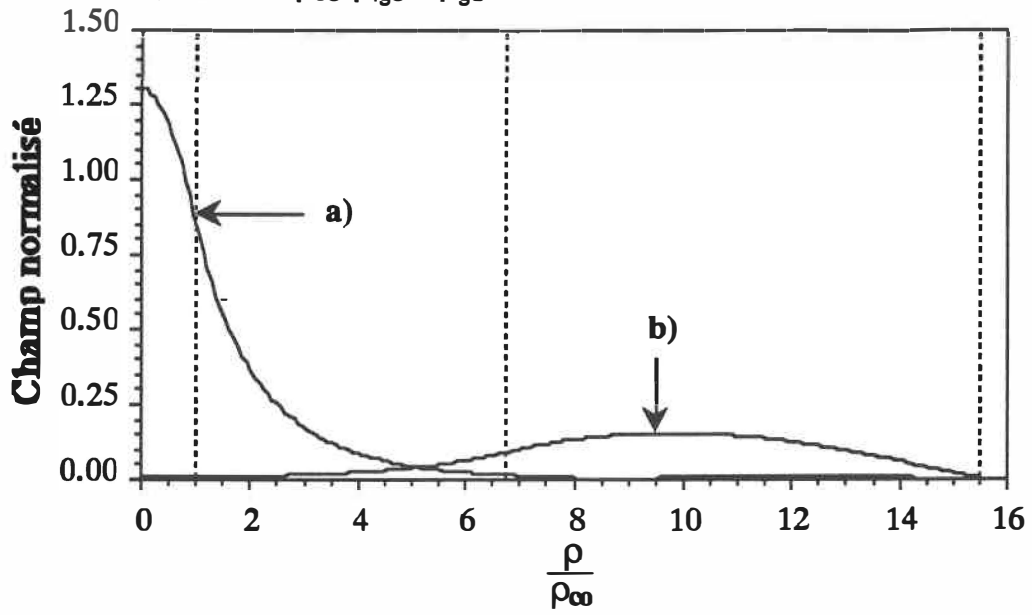

Fig.3.28: Somme des champs normalisés des modes LP_{01} et LP_{02} **a)** en phase et **b)** déphasés de π d'une fibre à gaine semi-enterrée pour un V_{co}=1.354. Les droites en pointillées représentent ρ_{co}, ρ_{igo} et ρ_{go} normalises par rapport au rayon du cœur.

La figure 3.28 illustre la somme des deux premiers modes en phase et déphasés de π. On y remarque que la somme des modes en phase confine la puissance dans le cœur alors que la somme hors phase la confine dans l'anneau. Les champs résultants de cette opération ressemblent pour la somme en phase à un mode confiné dans le cœur d'un guide et pour la somme hors phase à un mode confiné dans l'anneau.

Les figures 3.29 et 3.30 comparent pour ce filtre, le profil longitudinal, la pente normalisée et le critère d'adiabaticité, pour les deux longueurs d'onde 1300 nm et 1550 nm. On remarque très bien sur la figure 3.29 qu'à 1300 nm, les zones de couplage se situent uniquement sur les pentes de la petite structure biconique insérée sur la structure pré-étirée et que le couplage est à peu près nul ailleurs. Par contre, à 1550 nm, le couplage est significatif à hauteur du deuxième pré-étirage et même à l'étirage d'ajustement. On peut dire qu'après la première structure, le mode fondamental à 1300 nm se comporte de manière adiabatique; ce n'est pas le cas pour 1550 nm.

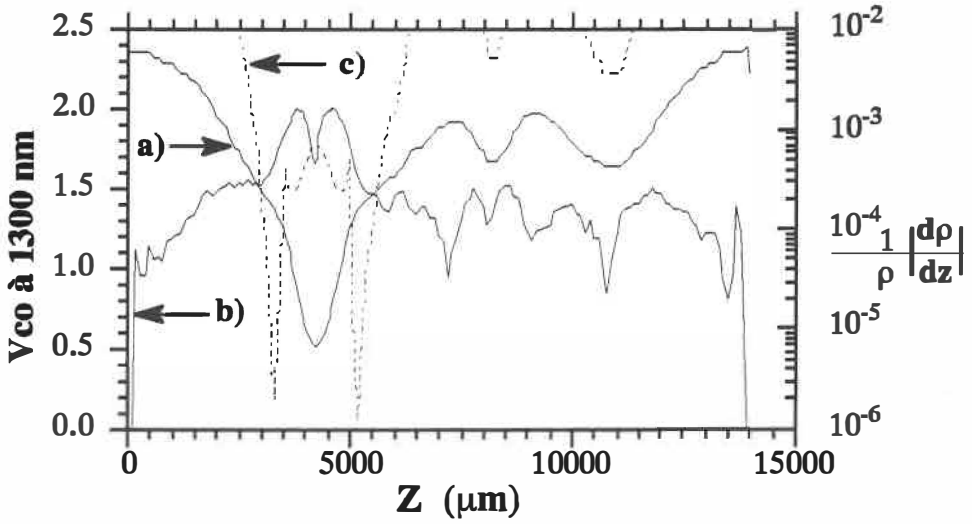

Fig.3.30: Visualisation des zones de couplage à 1300 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** pente normalisée du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

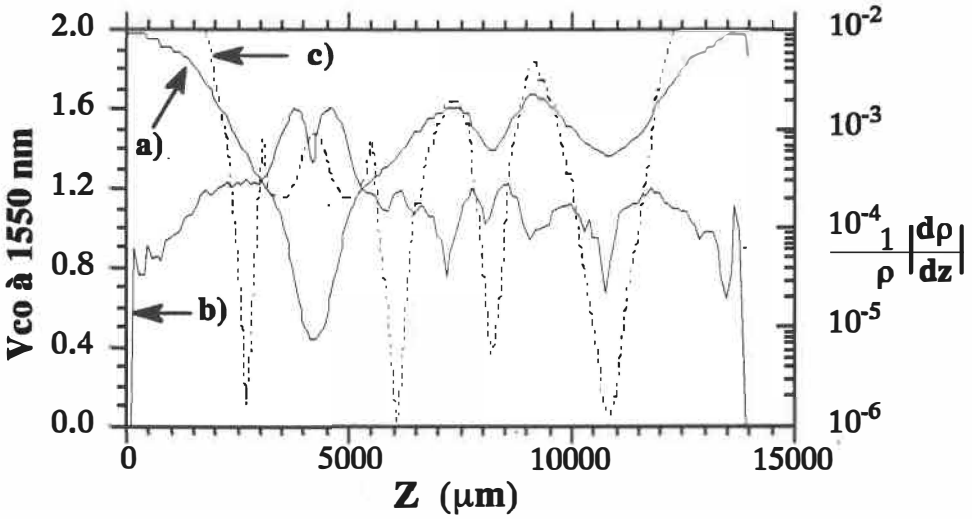

Fig.3.31: Visualisation des zones de couplage à 1550 nm: **a)** profil longitudinal du filtre, **b)** pente normalisée du filtre et **c)** critère d'adiabaticité.

Ce filtre se prête mieux par sa structure, à l'interprétation que les autres filtres. Lors de sa conception, on voulait trouver deux structures complémentaires. Ces deux structures sont une première structure pré-étirée contenant une structure biconique et une deuxième structure pré-étirée. La transmission des structures pré-étirées montrée à la figure 2.16.a) s'explique très bien avec le modèle des modes couplés, car on voit sur les deux figures précédentes que les structures pré-étirées ont un comportement adiabatique à 1300 nm et occasionnent des couplages à 1550 nm.

La dernière section de ce chapitre nous a permis de comprendre la théorie des modes locaux couplés et d'appliquer cette théorie sur les filtres. Cette méthode a servi à savoir où et comment sur le profil longitudinal d'un filtre les couplages entre les modes LP_{01} et LP_{02} se faisaient. On a pu étudier les différents comportements des modes aux deux longueurs d'onde de télécommunication.

Cette méthode ne permet toutefois pas de simuler la réponse en puissance de ces filtres, car certains paramètres tels que les profils d'indice ne nous sont pas exactement connus et on ne sait pas si lors de l'étirage une partie du matériel dopant constituant le cœur ne diffuse vers la gaine. De plus, pour une simulation valable, il faudrait considérer les couplages entre au moins les cinq premiers modes pour la première structure biconique et pour la deuxième structure, il faut considérer les couplages entre le cinquième mode et d'autres qui lui sont supérieurs.

Conclusion

Nous avons réalisé des filtres spectraux tout-fibre passe-bas et passe-haut avec deux types de fibre: celle à gaine uniforme de marque Corning et celle à gaine semi-enterrée de marque AT&T. Chacun de ces filtres isole les deux longueurs d'onde de télécommunication, soient 1,3 μm et 1,55 μm avec les spécifications requises pour des applications en multiplexage. Ils se sont avérés compacts, peu coûteux , reproductibles et d'une capacité d'isolation de 15 dB avec une perte de transmission de moins de 1 dB.

La réalisation de ces filtres utilise les propriétés des fibres optiques unimodales effilées. Les fibres effilées ou structures biconiques ont, par leur profil longitudinal non-uniforme, la propriété de coupler la puissance du mode fondamental dans les autres modes. Les profils longitudinaux des structures biconiques utilisées ont tous une symétrie circulaire, ce qui nous amène à ne parler que des modes LP_{0m}. La puissance étant ainsi répartie voit son confinement varier en fonction des battements entre ces modes. A la sortie, si le champ est confiné dans le cœur, la puissance est transmise mais s'il est prépondérant dans la gaine, la puissance est perdue. La structure biconique ressemble en beaucoup de points à un interféromètre de Mach-Zehnder. Pour simplifier l'analogie, on n'a considéré que le couplage entre les modes LP_{01} et LP_{02}.

Les filtres spectraux tout-fibre sont une combinaison de plusieurs structures biconiques dont l'organisation dépend du type de filtre désiré. Lorsque l'on étire deux structures effilées en série, la transmission de la première structure doit être complémentaire de la deuxième, pour avoir un contraste maximal.

Pour les premiers filtres réalisés, l'organisation des structures biconiques était simple: on étirait deux de ces structures de transmissions complémentaires, séparées par une distance de quelques millimètres. Au point de vue de l'isolation, l'objectif de 15 dB

était atteint, mais la courbe de transmission en fonction de la longueur d'onde possédait un pic indésirable. La présence du pic s'explique par une distance entre les deux structures biconiques représentant plusieurs longueurs de battement. Pour remédier à ce problème, il a fallu diminuer la distance entre les structures, sans en perturber la première en étirant la seconde. Pour pouvoir rapprocher suffisamment ces structures, il a fallu réduire le diamètre de la fibre afin d'utiliser des flammes de dimensions adéquates. Cette réduction du diamètre s'est faite en pré-étirant la fibre suffisament pour maintenir la structure adiabatique. De plus, cette réduction augmente la longueur de battement entre les modes ce qui diminue le nombre battement entre les structures. Dans notre cas, la distance entre les structures correspond typiquement à une longueur de battement ce qui élimine le pic indésirable.

Pour comprendre ces résultats, deux modèles ont été développés. Le premier utilise l'équivalence entre un filtre et une série d'interféromètres de Mach-Zehnder. Ce modèle, bien que simple, nous a permis de comprendre qu'il fallait utiliser deux structures de transmissions complémentaires pour obtenir un contraste maximal et de prévoir les transmissions des différentes combinaisons de structures biconiques. Ce modèle peut donc être utilisé pour simuler la réponse en puissance de divers composants constitués de structures biconiques quelconques. Il est donc un bon outil pour trouver la configuration d'un composant pour une application particulière.

Le deuxième modèle utilise la théorie des modes locaux couplés. Il nous a permis de visualiser où et comment se font les couplages entre les modes LP_{01} et LP_{02}. Cependant, il ne nous pas permis de simuler théoriquement la transmission des différents filtres, car certains paramètres tels les profils d'indice ne nous sont pas exactement connus. D'autre part, des simulations utilisant les paramètres réels des fibres prendraient un temps de calcul considérable. Néanmoins, plusieurs approches de calcul numérique

seront développées en vue de simuler la transmission d'une ou de plusieurs structures biconiques et ensuite de coupleurs.

Il est à noter que ces filtres spectraux sont maintenant commercialisés par la compagnie Gould Inc. qui les a intégrés à leurs coupleurs W.D.M. [20]. Ce travail constitue donc une amélioration notable en ce qui concerne ces coupleurs.

Bibliographie

[1] B. S. Kawasaki, K. O. Hill et R. G. Lamont, "*Biconical-Taper Singler-Mode Fiber Coupler*", Optics Letters, 6, p. 327-328, 1981.

[2] F. Bilodeau, K. O. Hill, D. C. Johnson et S. Faucher, "*Compact, Low-Loss, Fused Biconical Taper Couplers: Overcoupled Operation and Antisymmetric Supermode Cutoff*", Optics Letters, 12, p. 634-636, 1987.

[3] V. J. Tekippe, "*Insertion Loss and Isolation of Fused Wavelength Division Multiplexers/Demultiplexers*", Proceeding SPIE, Symposium on fiber optics and optoelectronics, Vol. 839, p. 20-24, 1987.

[4] D. T. Cassidy, D. C. Johnson et K. O. Hill, "*Wavelength-Dependent Transmission of Monomode Optical Fiber Tapers*", Applied Optics, 24, p. 945, 1985.

[5] A. C. Boucouvalas and G. Georgiou, "*Tapering of Single-Mode Optical Fiber*", IEE proceeding, Vol. 133, Pt. J, No. 6, 1986;

[6] S. Lacroix, R. J. Black, C. Veilleux and J. Lapierre, "*Tapered Single-Mode Fibers: External Refractive Index Dependence*", Applied Optics, 25, p.2468-2469, 1986.

[7] François Gonthier, "*Applications des fibres optiques unimodale effilées*", mémoire de maîtrise, génie physique, École Polytechnique de Montréal, 1988.

[8] F. Gonthier, X. Daxhelet, S. Lacroix, R. J. Black, J. Bures, "*Compact Wavelength Filter Integrated to a Single-Mode Optical Fiber*", demande de brevet déposée aux États-Unis et au Canada, le 7 septembre 1989.

[9] A.W. Snyder et J.D. Love, "*Optical Waveguide Theory*", Chapman and Hall, 1983.

[10] R. J. Black and R. Bourbonnais, "*Core-Mode Cutoff for Finite-Cladding Lightguides*", IEE Proceeding, Vol. 133, No. 6, 1986.

[11] R. J. Black, L. Lapierre, J. Bures, "*Field Evolution in Doubly Clad Lightguides*", IEE Proceeding, Vol. 134, No. 2, 1987.

[12] A. C. Boucouvalas, "*Coaxial Optical Fiber Coupling*", IEEE, Vol. LT-3, No. 5, 1985.

[13] S. Lacroix, F. Gonthier et J. Bures, "*Fibres unimodales effilées*", Annales des télécommunications, 43, no. 1-2, p. 43-47, 1988.

[14] F. Gonthier, S. Lacroix, F. Ladouceur, R. J. Black et J. Bures, 1989, "*Interféromètres modaux à symétrie circulaire dans les fibres optiques*", Annales des télécommunications, 44, pp.159-166.

[15] S. Lacroix, R. Bourbonnais, F. Gonthier, and J. Bures, "*Tapered Monomode Optical Fibers: Understanding Large Power Transfer*", Applied Optics, 25, p. 4424-4425, 1986.

[16] F. Gonthier, S. Lacroix, X. Daxhelet, R. J. Black et J. Bures, "*Compact All-Fiber Wavelength Filter Synthesis for 1300/1550 nm Demultiplexing Isolation*", SPIE, Vol. 988, 1988.

[17] F. Gonthier, S. Lacroix, X. Daxhelet, R. J. Black, and J. Bures, 1989, "*Broadband All-Fiber Filters for Wavelength Division Multiplexing Application*", Applied Physics Letters, 54, p. 1290-1293.

[18] R. J. Black, J. Bures and J. Lapierre, "*Finite Fibres: HE_{12} and Local-Mode Coupling Evolution*", IEE Proc. Pt. J: Optoelectronics (soumis).

[19] R. J. Black, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Lapierre et J. Bures, "*Tapered Fibers: an Overview*", SPIE, Proceeding, Vol. 839, 1987.

[20] H. S. Daniel and D. R. Moore, "*High Isolation Wavelength Division Multiplexers /Demultiplexers*", SPIE, Vol. 1176, 1989 (soumis).

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
3 9334 00246403 8