

50376  
1997  
269

# THESE DE DOCTORAT

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES  
ARTOIS

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

discipline :

Lasers Molécules Rayonnements Atmosphériques

par

**Lionel QUETEL**



**Etude et réalisation de dispositifs actifs ou passifs  
utilisant des réseaux de Bragg photoinscrits dans des  
fibres optiques monomodes**

Soutenue le 17 octobre 1997 devant la commission d'examen

Président et Rapporteur :

Alain BARTHELEMY Directeur de recherche CNRS (Limoges)

Rapporteur :

Michel MONERIE Ingénieur en chef des télécommunications

Examineurs :

Marc DOUAY Professeur (Lille 1)

Hervé LEFEVRE Directeur général adjoint R et D Photonetics

Pierre NIAIY Professeur (Lille 1)

Pierre SANSONETTI Ingénieur ALCATEL



# Remerciements

Je remercie Monsieur Michel Monerie, chef du Département TSO pour m'avoir permis de réaliser ma thèse au sein du CNET de Lannion, de m'avoir efficacement encadré dans mon travail et d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteur.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Pierre Niay pour avoir accepté le rôle de directeur de thèse. L'éloignement géographique ne l'a pas empêché d'être présent dans mon travail.

Je désire remercier Monsieur Alain Barthélémy pour son rôle de rapporteur et Messieurs Marc Douay, Hervé Lefèvre et Pierre Sansonetti d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Mes plus vifs remerciements vont à Eric Delevaque pour m'avoir aiguillé quotidiennement et à Jean François Bayon pour m'avoir fourni le support indispensable à mon travail : la fibre optique.

Je désire remercier Yves Billon pour ses conseils et son soutien lors de la rédaction de ce mémoire.

Je désire saluer de même, Hubert Poignant et Joël Le Mellot pour leur aide précieuse et leur disponibilité.

Je remercie également toutes les personnes du département TSO pour leur accueil chaleureux et leur soutien dans mon travail et plus particulièrement la secrétaire du département, Annie Legoff pour sa gentillesse et son efficacité.

Enfin j'exprime mes plus vifs remerciements à tous mes amis. J'espère qu'ils se reconnaîtront dans ces dernières lignes. Merci à Bénédicte, qui par ses encouragements et par sa patience m'aura aidé à terminer ce travail.

# SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Les réseaux de Bragg.....	3
Chapitre II : Compensation de la dispersion chromatique à l'aide des réseaux de Bragg.....	55
Chapitre III : Autres fonctions optiques réalisées à l'aide de réseaux de Bragg.....	153
Conclusion générale.....	185
Annexe I : Caractéristiques des fibres utilisées.....	189
Annexe II : Approximation de Rudolph et Neumann.....	191
Annexe III : Etude de la phase mesurée par le voltmètre vectoriel.....	195
Publications, Communications et Brevets.....	199

## INTRODUCTION GENERALE

Dix ans après l'introduction des fibres optiques dans le réseau national français, l'optique n'est pas encore parvenue à s'intégrer à tous les niveaux des réseaux de télécommunications. En effet, bien que les composants optiques, les techniques d'assemblage de fibres et leur connectique sont maintenant bien au point, de nombreuses raisons freinent un déploiement plus massif des techniques optiques. Ainsi par exemple, dans les couches du réseau proches des abonnés, la bonne qualité du réseau « cuivre » existant, la mise au point d'algorithmes performants de compression de données rendent possible aujourd'hui la transmission des données et de la vidéo sur les infrastructures propre à la téléphonie. Par contre, en ce qui concerne les couches hautes du réseau, la nécessité d'utiliser un support de transmission à très large bande passante et à faible atténuation a vite permis à l'optique d'occuper une place incontestée.

L'introduction de l'optique dans les télécommunications a nécessité que de nombreux composants passifs ou actifs puissent être réalisés dans les fibres optiques. Les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres constituent un des éléments de base qui permet de fabriquer un grand nombre de ces composants.

Le document est organisé comme suit :

Le premier chapitre est relatif à une description succincte des mécanismes à l'origine de la photosensibilité des fibres germanosilicates. Différentes techniques permettant la réalisation des réseaux de Bragg sont présentées. Il s'est agi de mettre au point trois procédés distincts de photoinscription adaptés à la réalisation de réseaux répondant à des cahiers des charges différents.

Dans la plupart des télécommunications optiques, les fibres servent de support de propagation à des radiations dont les longueurs d'onde appartiennent à la fenêtre située vers 1,5  $\mu\text{m}$ . Dans cette fenêtre l'atténuation des fibres est minimale ( $\cong 0,2$  dB/km). Cependant la dispersion de vitesse de groupe ( $\frac{d\tau}{d\lambda} \cong 20 \text{ ps} / (\text{nm} \cdot \text{km})$ ) non-nulle dans cette région spectrale se traduit par un élargissement spatio-temporel des impulsions lumineuses au cours de la propagation. Cet effet limite la capacité de la liaison à moins qu'un dispositif permettant de compenser la dispersion chromatique ne soit introduit dans la liaison. Les réseaux de Bragg à pas effectif variable constituent l'un de ces dispositifs de compensation. Ils font l'objet du second chapitre du mémoire. Notre étude a consisté à réaliser puis à caractériser ce type de réseaux. Une estimation de leurs performances dans un système est présentée afin d'illustrer les potentialités de la technique.

Dans le troisième chapitre du mémoire, nous passons en revue différentes fonctions optiques que nous avons réalisées au laboratoire grâce à l'utilisation de réseaux de Bragg.

Le dernier chapitre est consacré à la conclusion du mémoire.

# **CHAPITRE I : LES RESEAUX DE BRAGG**

## **Plan :**

<b>1.1. INTRODUCTION :</b> .....	<b>5</b>
<b>1.2. RAPPELS DES MODELES DE LA PHOTOSENSIBILITE DE TYPE I DANS LES FIBRES A COEUR DE SILICE DOPEE A L'OXYDE DE GERMANIUM</b> .....	<b>6</b>
1.2.1. LES DIFFERENTS TYPES DE PHOTOSENSIBILITE .....	6
1.2.2. LES MECANISMES DE LA PHOTOSENSIBILITE DE TYPE I DANS LES FIBRES DOPEES A L'OXYDE DE GERMANIUM.....	7
1.2.2.1. <i>Le modèle des centres colorés</i> .....	9
1.2.2.2. <i>Le modèle de densification ou de compaction</i> .....	10
1.2.3. AUGMENTATION DE LA PHOTOSENSIBILITE .....	11
1.2.4. CONCLUSION .....	12
<b>1.3. METHODES D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG</b> .....	<b>13</b>
1.3.1. METHODES INTERFEROMETRIQUES : .....	14
1.3.1.1. <i>Méthode d'inscription par holographie</i> .....	14
1.3.1.2. <i>Méthode d'inscription par la méthode de C. G. Askins et al</i> : .....	19
1.3.2. METHODE D'INSCRIPTION PAR MASQUE DE PHASE. ....	20
1.3.2.1. <i>Description et principe d'utilisation d'un masque de phase</i> .....	20
1.3.2.2. <i>Calcul de la répartition d'énergie dans les différents ordres</i> .....	23
1.3.2.3. <i>Réalisation d'un banc de photoinscription par masque de phase</i> .....	28
1.3.3. CONCLUSION .....	31
<b>1.4. REDUCTION DE L'EFFICACITE DU COUPLAGE DU MODE FONDAMENTAL VERS LES MODES DE GAINES :</b> .....	<b>33</b>
<b>1.5. DETERMINATION DU PROFIL LONGITUDINAL DE LA MODULATION D'INDICE DES RESEAUX DE BRAGG.</b> .....	<b>38</b>
1.5.1. L'INDICE DE REFRACTION LOCAL D'UN RESEAU DE BRAGG : .....	38
1.5.2. DESCRIPTION DU BANC DE CARACTERISATION DES RESEAUX DE BRAGG .....	40
1.5.3. EXEMPLE DE DETERMINATION D'UN PROFIL LONGITUDINAL DE MODULATION D'INDICE D'UN RESEAU DE BRAGG.....	43

---

1.5.4. ÉVOLUTION DE LA PROFONDEUR DE MODULATION EN FONCTION DE LA DURÉE D'IRRADIATION ET DE L'IRRADIANCE LORS DE LA PHOTOINSCRIPTION.....	45
<b>1.6. CONCLUSION .....</b>	<b>47</b>
<b>REFERENCES: .....</b>	<b>49</b>

## 1.1. INTRODUCTION :

Les méthodes d'inscription des réseaux de Bragg ont été ces dernières années considérablement améliorées si bien que le champ d'utilisation de ces composants s'est fortement étendu dans les domaines des télécommunications optiques et des capteurs à fibre. L'amélioration a tout d'abord porté sur une meilleure compréhension des mécanismes à l'origine de la photosensibilité des fibres germanosilicates, sur l'établissement des lois qui régissent la cinétique d'inscription des réseaux et enfin sur la mise en évidence de la photosensibilité de nouveaux matériaux. Sur un plan pratique, de nouvelles techniques d'inscription et de caractérisation de réseaux ont été proposées afin de s'affranchir en partie de certaines difficultés inhérentes à l'utilisation de la méthode d'holographie transverse proposée en 1989 par G. Meltz [1]. Ainsi, grâce à l'utilisation de masque de phase, il est devenu possible d'inscrire de façon reproductible des réseaux longs d'une dizaine de centimètres. Les caractéristiques de ces réseaux peuvent être ajustées en fonction du type de l'application visée.

Dans la première partie du chapitre, nous passons en revue les différents modèles qui ont été proposés pour expliquer l'origine de la photosensibilité de type I des fibres dopées à l'oxyde de germanium ou pour rendre compte de l'augmentation de cette photosensibilité lorsque la fibre est traitée par une technique de photosensibilisation telle que par exemple son chargement par de l'hydrogène moléculaire. Nous donnons plus de détails sur la mise en oeuvre de cette méthode dans la seconde partie du chapitre. Nous présentons ensuite les caractéristiques et les domaines d'utilisation des différents bancs de photoinscription réalisés et mis au point au laboratoire. L'inscription d'un réseau de Bragg introduit un couplage entre le mode guidé fondamental et des modes radiatifs ou des modes de gaine de la fibre lorsque la modulation d'indice créée par la photoinscription est limitée au seul coeur de la fibre. Ce couplage se manifeste par des pertes qui peuvent s'avérer prohibitives dans certaines applications. Nous montrons dans la quatrième partie du chapitre comment l'utilisation d'une fibre à coeur et gaine photosensibles permet de réduire l'efficacité de ce couplage et donc de s'affranchir en partie de ce mécanisme de pertes. La détermination de l'évolution de la modulation d'indice créée par l'insolation d'une fibre le long de son axe constitue une indication précieuse pour l'utilisateur. En effet il peut ainsi vérifier si la distribution de cette modulation est en accord avec celle qu'il s'est proposé de réaliser. Dans la cinquième partie du mémoire, nous décrivons le banc de caractérisation non destructive mis au point au laboratoire afin de procéder à cette détermination.



## 1.2. RAPPELS DES MODELES DE LA PHOTOSENSIBILITE DE TYPE I DANS LES FIBRES A COEUR DE SILICE DOPEE A L'OXYDE DE GERMANIUM

### 1.2.1. Les différents types de photosensibilité

Inscrire un réseau de Bragg dans une fibre optique en silice dopée à l'oxyde de germanium consiste à insoler le coeur de la fibre au moyen d'un champ de franges ultraviolettes ou d'un faisceau laser permettant d'élever périodiquement l'indice effectif du coeur de la fibre (réseau à longue période). Cette insolation provoque une modulation permanente de l'indice du coeur de la fibre le long de son axe. La présence du réseau se manifeste par un pic dans le spectre de réflexion (un creux dans le spectre de transmission) de la fibre, localisé à la longueur d'onde de Bragg du réseau. L'étude de l'évolution de l'intensité de ce pic (ou de la modulation  $\Delta n_{\text{mod}}$  qui s'en déduit) peut être réalisée en fonction de la durée d'insolation  $t$ . Dans les fibres du type de celles utilisées en télécommunication, la croissance de la modulation d'indice est monotone en fonction de  $t$ . Le plus souvent  $\Delta n_{\text{mod}}$  augmente linéairement avec  $t$  au début de l'insolation, suit ensuite une loi en puissance  $\alpha$  ( $\Delta n_{\text{mod}} \approx t^\alpha$   $\alpha \approx 0,5$ ), puis se sature. Ce comportement est typique de la photosensibilité de type I [2]. Dans des fibres fortement dopées à l'oxyde de germanium, la dynamique d'inscription des réseaux s'avère plus complexe. Après une phase de croissance, la modulation effective d'indice correspondant au premier ordre du réseau s'atténue à mesure que l'insolation se poursuit, devient sensiblement nulle puis augmente à nouveau. Ce comportement dynamique caractérise les réseaux de type II A [3]. Bien que la stabilité thermique de ces réseaux soit meilleure que celle des réseaux de type I, nous ne les avons pas utilisés dans nos études en raison des pertes plus importantes introduites par ces réseaux vers les modes radiatifs en comparaison de celles qui résultent de l'inscription de type I. Un troisième type de réseau a été décrit par J. L. Archambault et al [4]. Il s'agit de réseaux correspondant à une fracture optique créée par une impulsion ultraviolette incidente sur la fibre avec une fluence supérieure à une fluence seuil de l'ordre de  $1 \text{ J} / \text{cm}^2$ . Nos expériences ont été réalisées au moyen de laser ultraviolet à émission continue si bien que nous ne nous sommes pas intéressés à ce type de réseaux peu adaptés aux télécommunications en raison des pertes importantes qu'ils introduisent dans le spectre de transmission de la fibre.

### 1.2.2. Les mécanismes de la photosensibilité de type I dans les fibres dopées à l'oxyde de germanium

Le composant principal des fibres optiques est constitué par de la silice amorphe. Des dopants sont ensuite introduits dans le coeur ou la gaine optique de façon à modifier localement les propriétés diélectriques du matériau. Ainsi, l'adjonction d'oxyde de germanium ou d'oxyde de phosphore permet d'augmenter l'indice de réfraction tandis que l'introduction de fluor ou d'oxyde de bore permet de l'abaisser. C'est ainsi que l'on crée la différence d'indice entre le coeur de la fibre et la gaine optique, conférant à l'ensemble les propriétés d'un guide d'onde. Le dopant le plus souvent utilisé est l'oxyde de germanium. Dans la suite du mémoire, nous limitons notre étude au cas des fibres germanosilicates. L'insolation d'un verre germanosilicate par un faisceau lumineux issu d'un laser continu de longueur d'onde 244 nm modifie non seulement l'indice du matériau, mais aussi son spectre d'absorption.

Les équations de Kramers-Krönig [5] relient les variations du coefficient d'absorption du matériau aux variations de son indice de réfraction. Elles s'expriment en fonction de la partie réelle  $\varepsilon'$  et de la partie imaginaire  $\varepsilon''$  de la constante diélectrique  $\varepsilon$ , à la pulsation  $\omega$ , selon les équations (1.1) et (1.2) [5] :

$$\varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon''(x)}{x - \omega} dx \quad (1.1)$$

$$\varepsilon''(\omega) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon'(x) - 1}{x - \omega} dx \quad (1.2)$$

$\varepsilon'(\omega)$  et  $\varepsilon''(\omega)$  dépendent de l'indice de réfraction  $n(\omega)$  du matériau :

$$\varepsilon'(\omega) \cong n^2(\omega) - \frac{\alpha^2(\omega) c^2}{4 \omega^2} \quad (1.3)$$

$$\varepsilon''(\omega) \cong n(\omega) \alpha(\omega) \frac{c}{\omega} \quad (1.4)$$

Dans les relations (1.3) et (1.4),  $\alpha(\omega)$  est le coefficient d'absorption linéaire d'une onde d'intensité  $I(\omega)$ ,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. En différenciant les relations de Kramers-Krönig, on peut exprimer la variation d'indice  $\Delta n(\omega)$  en fonction de la variation d'absorption du matériau photosensible :

$$\Delta n(\omega) = \frac{1}{2 n(\omega)} \left[ \frac{c^2}{2 \omega^2} \alpha(\omega) \Delta \alpha(\omega) + \frac{2c}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\Delta n(x) \alpha(x) + n(x) \Delta \alpha(x)}{x^2 - \omega^2} dx \right] \quad (1.5)$$

Les relations (1.1), (1.2) et (1.5) montrent qu'il est équivalent de s'intéresser aux mécanismes de la photosensibilité ou à ceux des changements du spectre d'absorption, à condition bien sûr d'être en mesure d'étendre l'étude du spectre d'absorption à un domaine spectral aussi vaste que possible. Les différents modèles proposés à ce jour ont été largement discutés par de nombreux auteurs (P. St. J. Russel et al [6, 7], E. Fertein [8], M. Dignonnet [9], B. Leconte et al [10] par exemple). Aucun ne donne réellement satisfaction. Cet échec provient probablement du fait que l'augmentation d'indice observée lors de l'insolation lumineuse trouve son origine dans plusieurs effets simultanés. Leur prise en compte séparée conduit nécessairement à des contradictions. Il est cependant généralement admis qu'un mécanisme précurseur est commun à tous ces effets.

L'introduction de dopants et les différentes contraintes mécaniques appliquées lors du fibrage sont à l'origine de la formation de défauts microscopiques dans la structure de la matrice de silice. La présence de défauts diamagnétiques Ge-Ge (ou Ge-Si) se manifeste par une bande d'absorption intense située vers 5,06 eV.

Tous les modèles supposent que l'irradiation de la fibre dopée germanium induit une rupture des liaisons Ge-Ge [11] ou Ge-Si [12], puis donne naissance à un centre Ge(E') chargé positivement en libérant un électron. La figure (I.1) fournit une représentation schématique d'un centre Ge(E').

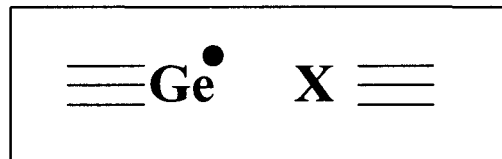


Figure (I.1)

*Représentation schématique d'un centre Ge(E')*

*Le défaut Ge(E') est composé :*

- d'un atome de germanium porteur d'un électron non apparié (électriquement neutre)
- d'un atome de silicium ou de germanium ayant perdu un électron (chargé positivement)

*X représente un atome de germanium ou de silicium*

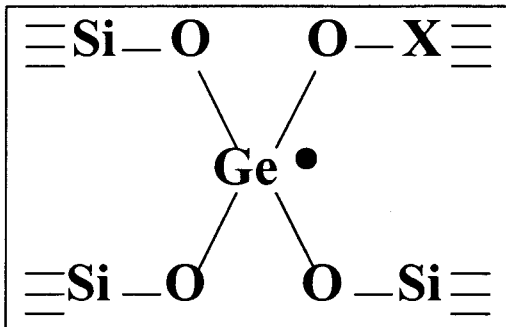
*● représente un électron non apparié*

La validité de cette hypothèse repose sur l'observation expérimentalement bien établie dans les verres massifs, les préformes ou les fibres, selon laquelle la bande d'absorption (située vers 5,06 eV) se blanchit progressivement au cours de l'irradiation. La création de défauts Ge(E') a été clairement mise en évidence par la signature de son spectre de résonance paramagnétique électronique. En conclusion, il apparaît que la dissociation des liaisons Ge-Ge ou Ge-Si constitue l'étape initiale d'une séquence de phénomènes plus ou moins complexes à l'origine des changements d'indice et d'absorption du matériau. De façon plus précise, parmi tous les modèles

proposés, seuls jusqu'à présent les modèles de centres colorés ou de densification-compaction ont été étayés par des expériences.

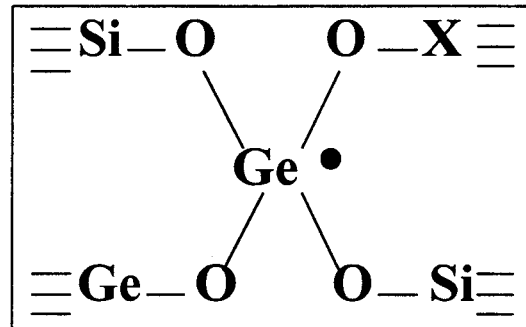
### 1.2.2.1. Le modèle des centres colorés

Dans ce modèle, la photo-dissociation de la liaison Ge-Ge ou Ge-Si donne naissance à un centre Ge(E') chargé positivement et libère un électron. Lorsque l'électron libéré est piégé par un atome de germanium voisin, il se forme soit un centre Ge(1) soit un centre Ge(2), chargé négativement [7] [13] selon l'environnement du germanium piégé. La figure (I.2) représente une vue schématique des défauts Ge(1) et Ge(2). Il faut noter que la conformation de ces défauts n'est pas établie de façon certaine puisque certains auteurs supposent que le défaut Ge(2) correspond à un trou piégé sur un atome de germanium [14].



*Centre Ge(1)*

*X représente un atome de germanium ou de silicium.*



*Centre Ge(2)*

*X représente un atome de germanium ou de silicium.*

Figure (I.2)

*Représentation schématique des défauts Ge(1) et Ge(2)*

**L'évolution de la concentration de ces différents défauts (les centres colorés) sous l'effet de l'irradiation ultraviolette provoque des modifications du spectre d'absorption du coeur de la fibre.** Ainsi, l'intensité de chacune des bandes d'absorption liées aux centres de défauts Ge(E') (bande centrée à 190 nm), Ge(1) (bande centrée à 280 nm) et Ge(2) (bande centrée à 213 nm), augmente tandis que la bande d'absorption à 242 nm attribuée aux liaisons Ge-Ge ou Ge-Si se blanchit progressivement [15].

La relation (1.5) relie la variation d'indice à la variation d'absorption. L'utilisation de cette relation pour déterminer la contribution des centres colorés à la modulation d'indice créée lors de l'inscription du réseau s'avère très délicate. B. Leconte et al viennent d'étudier l'évolution de l'intensité des bandes d'absorption (situées entre 190 nm et 350 nm) au cours de l'insolation de lames de préforme germanosilicate traitées ou non par hydrogénation. La densité de puissance

optique incidente sur l'échantillon (fluence en  $J/cm^2$ ) constituait le paramètre de l'expérience. Cette étude a permis de montrer que le comportement des échantillons traités par hydrogénation (voir paragraphe 1.2.3.) est différent de celui des échantillons non traités. Dans les échantillons non traités, la formation (ou le blanchiment) des centres colorés qui absorbent dans la région spectrale étudiée se sature assez vite en fonction de la durée de l'insolation. Les changements d'absorption se saturent pour une fluence de l'ordre de  $150 \text{ mJ/cm}^2$ . Le profil d'indice calculé à partir de la relation d'inversion Kramers-Krönig en supposant que le profil d'intensité lumineuse est parfaitement sinusoïdal le long de l'axe de la fibre, présente une distorsion importante. De ce fait, il apparaît que les changements d'absorption dans la région spectrale analysée se traduisent surtout par une variation de l'indice moyen de la fibre. La modulation d'indice qui peut se déduire de la forme du profil  $\Delta n(z)$  par transformée de Fourier reste significativement inférieure à la modulation d'indice mesurée à partir de la réflectivité des réseaux. Dans les échantillons traités par hydrogénation, la modulation d'indice déduite des mesures d'absorption, croît de façon monotone avec la durée de l'insolation.

### 1.2.2.2. Le modèle de densification ou de compaction

La relation (1.6) correspond à une forme différentielle de la relation de Lorentz-Lorenz.

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \left( \frac{\Delta \alpha'}{\alpha'} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \quad (1.6)$$

Dans (1.6),  $n$ ,  $\alpha'$  et  $\rho$  sont respectivement l'indice, la polarisabilité et la densité du matériau. Les modèles de densification et de compaction supposent que l'insolation du matériau provoque une compaction et un changement de polarisabilité du matériau et que de façon limite le terme prépondérant responsable du changement d'indice provient du changement de densité (terme en  $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ ). [16]

Fiori et Devine [17] ont procédé à l'irradiation de films fins de  $\text{SiO}_2$  amorphes déposés sur du silicium cristallin. La longueur d'onde du rayonnement lumineux utilisé était égale à 248 nm. Ils ont montré que la variation d'indice observée croît quasi-linéairement avec la densité du matériau. Ils ont par ailleurs établi que leurs résultats expérimentaux ne peuvent s'interpréter par la création de défauts ponctuels. Ils ont de ce fait formulé l'hypothèse qu'une modification locale de la structure et notamment de la répartition statistique d'anneaux existant dans la matrice de silice est provoquée par l'insolation lumineuse. Ainsi, la densification du matériau sous l'effet du rayonnement lumineux incident entraîne une modification de l'arrangement atomique. Bernardin et Lawandy [18] ont suggéré que ce modèle pouvait aussi s'appliquer au cas des verres germanosilicates insolés par une radiation de longueur d'onde égale à 244 nm. Les premières

preuves expérimentales de l'existence d'une densification photoinduite dans les verres germanosilicates ont été apportées simultanément par P. Cordier et al d'une part [19] et par B. Poumellec d'autre part [20]. P. Cordier et al ont utilisé la technique de microscopie électronique en transmission pour montrer que l'insolation d'une lame de verre germanosilicate par un champ de franges ultraviolettes provoque une densification à l'emplacement des franges brillantes. Les mêmes auteurs [21] ont montré qu'une densification se produit également dans le coeur des fibres germanosilicates. Bien que la méthode d'observation ne permette pas de mesure quantitative, il semble que l'hydrogénation des fibres ne conduise pas à une augmentation significative du phénomène de densification. B. Poumellec et al ont utilisé des techniques de microscopie interférométrique pour montrer que l'inscription d'un réseau de Bragg dans une lame de préforme se traduit par la formation d'une corrugation (de pas identique à celui du réseau) enterrée au fond d'une vallée. Ils ont développé un modèle de densification photo-élastique dans lequel ils ont supposé que le changement dans la polarisabilité du matériau provient seulement de l'effet photo-élastique [22]. Dans ce modèle, les changements du spectre d'absorption qui pourraient résulter d'un nouvel arrangement atomique ou de la formation de centres colorés sont négligés. Au prix d'hypothèses simplificatrices (densification homogène et isotrope), ce modèle permet de calculer les changements d'indice induits par l'insolation à partir de la mesure de la profondeur de la vallée sans qu'il soit nécessaire de procéder à des expériences de spectroscopie. Trois résultats importants peuvent se déduire de ce modèle. Tout d'abord, l'élévation de la profondeur de la vallée en fonction de la dose cumulée incidente sur la préforme non hydrogénée conduit à une évolution de la modulation d'indice qui peut se représenter par une loi du type  $\Delta n_{\text{mod}}^{\text{cal}} \cong t^\alpha$ . Cette dynamique est analogue à celle calculée à partir des mesures de l'efficacité de diffraction des réseaux en cours d'insolation. Dans les lames de préforme non traitées par hydrogénation, une part importante de la modulation d'indice (plus de 50 pour cent) peut s'expliquer par le modèle de densification photo-élastique. Ce résultat est confirmé par des expériences de destruction thermique isochrone des réseaux qui montrent que la densification photoinduite est réversible thermiquement. Enfin le modèle de densification photo-élastique ne rend compte que d'une faible part de la modulation d'indice créée dans les verres germanosilicates hydrogénés.

### 1.2.3. Augmentation de la photosensibilité

Afin d'augmenter la photosensibilité des réseaux de Bragg lors de la photoinscription des fibres germanosilicates, P. J. Lemaire et al ont proposé une technique qui consiste à charger la fibre en hydrogène moléculaire sous une haute pression. L'hydrogénation est réalisée avant inscription [23].

P. J. Lemaire explique l'augmentation de la photosensibilité en supposant que l'hydrogène moléculaire favorise la photo-dissociation de la plupart des liaisons reliant un atome de germanium

à un autre atome. Dans les fibres non-traitées, seules quelques liaisons se trouvent brisées. L'inscription d'un réseau s'accompagne donc d'une augmentation de la concentration en radicaux hydroxyl dans la fibre. En raison de l'existence d'un pic d'absorption des liaisons O-H à 1380 nm et de son influence sur les pertes à 1.30 et 1.55  $\mu\text{m}$ , des techniques utilisant le deutérium à la place de l'hydrogène ont également été développées. L'utilisation de deutérium présente l'avantage de déplacer le pic d'absorption de 1380 nm vers 1960 nm (pic attribué aux radicaux O-D).

En pratique, l'hydrogénation des fibres s'effectue à haute pression à une température voisine de l'ambiante (diffusion de l'hydrogène dans le coeur de la fibre sous une pression de 50 à 750 atm et entre 20°C et 90°C). Le processus d'hydrogénation de la fibre est poursuivi jusqu'à saturation de la solubilité de l'hydrogène dans le coeur de la fibre c'est à dire pendant environ quinze jours à température ambiante. La cinétique d'inscription des réseaux de Bragg est augmentée par cette hydrogénation préalable. L'hydrogénation induit, d'autre part, une amplitude de modulation d'indice plus élevée lors de la photoinscription. Après l'inscription, l'hydrogène, encore présent dans le coeur de la fibre et qui n'a pas été consommé dans la réaction photochimique se désorbe. Cette désorption s'accompagne d'un léger décalage vers le bleu (de l'ordre du nm) de la longueur d'onde de Bragg du réseau et d'une légère diminution de sa réflectivité (de l'ordre de quelques dB). On peut accélérer la désorption en chauffant les fibres à 100°C pendant 48 heures.

#### 1.2.4. Conclusion

Deux modèles sont le plus souvent retenus pour expliquer la photosensibilité des verres et fibres germanosilicates : Le modèle des centres colorés et celui de densification photo-élastique. La contribution précise à la photosensibilité de chacun de ces deux mécanismes fait encore l'objet de débats. De façon schématique, nous pouvons cependant admettre que dans les fibres hydrogénées, la contribution des centres colorés à la modification de l'indice est plus importante que celle de la densification. Une situation inverse semble exister dans les verres non hydrogénés. Ces hypothèses sont compatibles avec l'observation selon laquelle la tenue thermique des réseaux chauffés vers 100°C - 500°C est moins bonne lorsque ces derniers sont inscrits dans des fibres hydrogénées que lorsqu'ils sont inscrits dans des fibres non traitées. En effet les températures d'annihilation de la plupart des centres colorés sont assez basses (par exemple 200 °C pour Ge(1) et 350 °C pour Ge(2) [24]). Un dernier point mérite d'être souligné : Les contributions relatives des deux mécanismes à la variation d'indice moyen ou à la modulation d'indice ne sont pas nécessairement identiques. Cette remarque implique qu'il peut exister des différences entre la stabilité à long terme de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau et celle de sa réflectivité.

### 1.3. METHODES D'INSCRIPTION DES RESEAUX DE BRAGG

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour réaliser une perturbation périodique de l'indice de réfraction du coeur de la fibre :

#### → Photoinscription par irradiation longitudinale :

Cette méthode a permis à K.O. Hill et al [25] de découvrir en 1978 la photosensibilité des fibres dopées à l'oxyde de germanium. L'expérience a consisté à réaliser une irradiation longitudinale du coeur de la fibre au moyen d'une radiation monochromatique issue d'un laser monomode à argon ionisé ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ). Les extrémités de la fibre réfléchissant une partie de la puissance optique injectée (facteur de réflexion de Fresnel de l'ordre de 4 %), l'interférence entre les ondes copropagatives et contrapropagatives crée une figure d'ondes stationnaires. La figure d'interférences ainsi obtenue a donné naissance à un réseau de Bragg. Dans cette expérience, la longueur d'onde de Bragg est identique à celle de la source laser.

#### → Photoinscription par irradiation latérale de la fibre au moyen d'un système de franges d'interférences :

Le principe de la méthode d'inscription consiste à éclairer le coeur de la fibre latéralement au travers de sa gaine optique par un champ de franges ultraviolettes. Le schéma de principe de l'expérience est représenté sur la figure I.3.

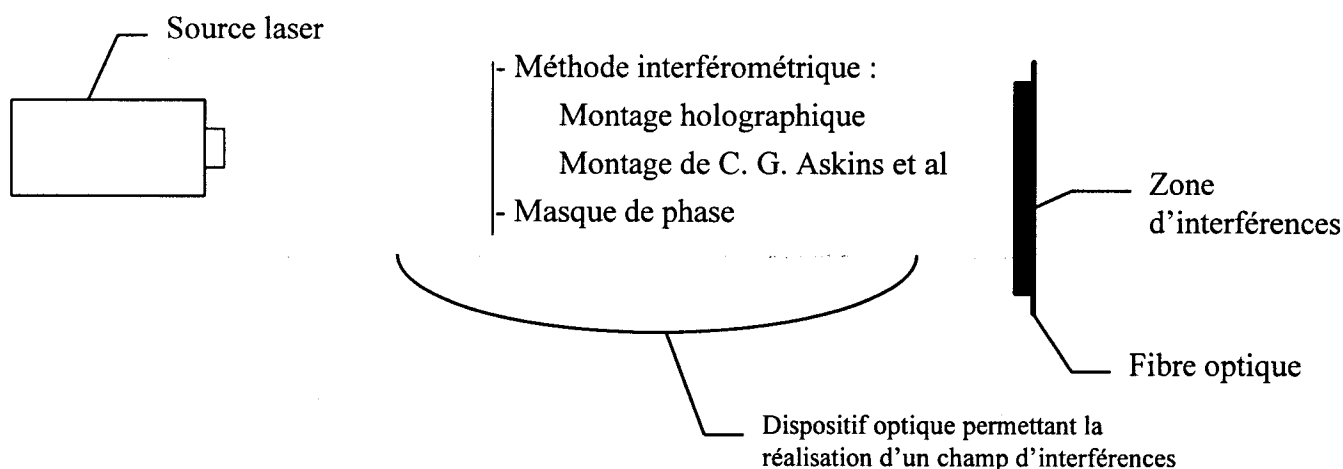


Figure I.3

*Principe de la photoinscription par irradiation latérale*



Trois bancs différents de photoinscription utilisant la méthode d'irradiation latérale ont été réalisés au CNET. D'autres méthodes ont été décrites dans la littérature [1,26] mais nous limitons notre présentation aux seuls bancs réalisés au CNET.

### 1.3.1. Méthodes interférométriques :

#### 1.3.1.1. Méthode d'inscription par holographie.

Cette méthode interférométrique consiste à éclairer latéralement la fibre par un champ de franges d'interférence formées à l'aide d'un interféromètre à deux ondes de type miroir de Lloyd. Le montage proposé par la figure I.4 a été mis au point au CNET par S. Boj [27]. Ce banc utilise un montage interférométrique proposé par I. Riant et al [28] et par H. Limberger et al [29] en 1993.

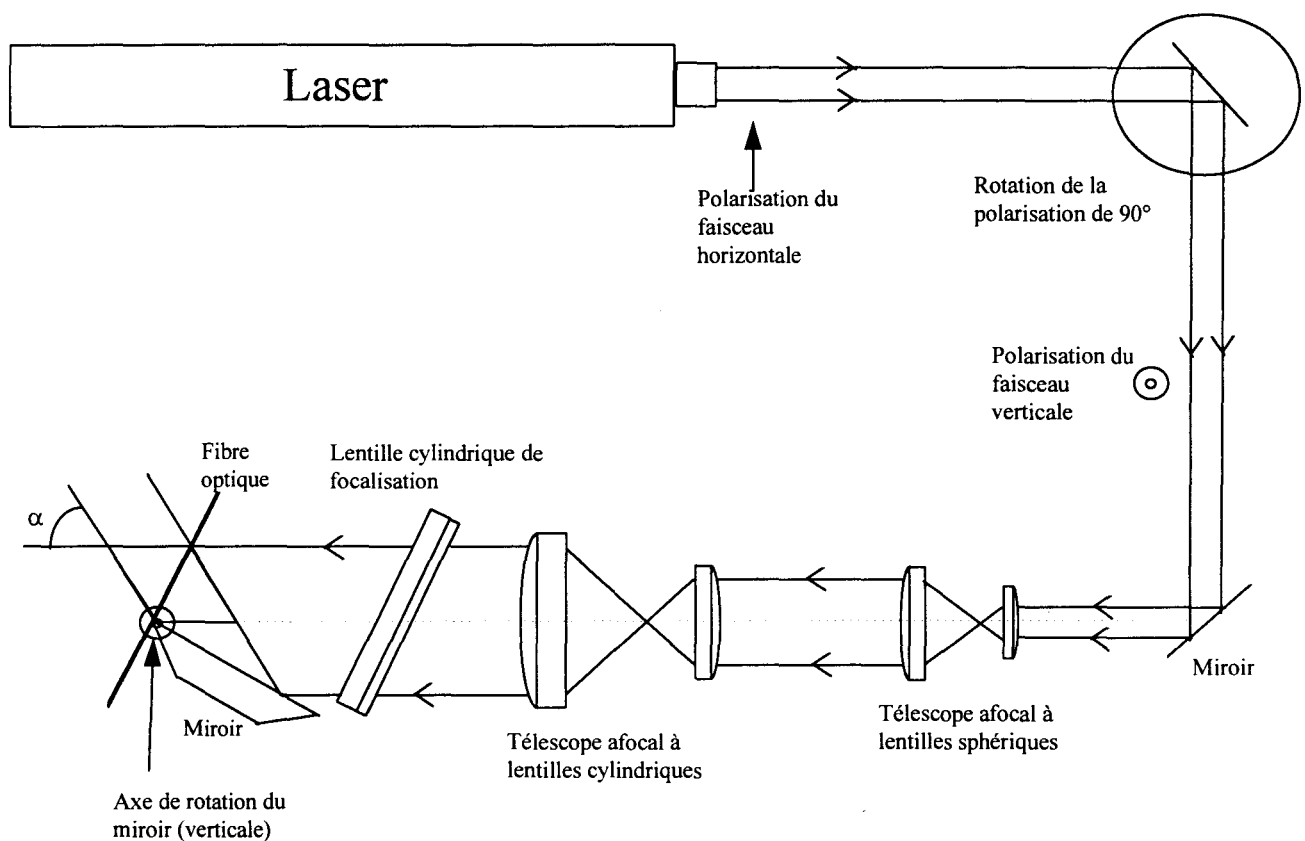


Figure I.4

*Schéma du montage holographique mis au point au CNET*

*(Vue de dessus)*

La source ultraviolette utilisée est un laser à argon ionisé émettant une radiation continue de longueur d'onde 488 nm dont la fréquence est doublée intracavité au moyen d'un cristal BBO. Il délivre une puissance de 100 mW (FReD de la société COHERENT).

La structure du faisceau de sortie du laser peut être assimilée à une structure gaussienne ( $TEM_{00}$ ). Le diamètre du spot ( $2w_0$ ) en sortie est de l'ordre de 0,8 mm. Le faisceau est polarisé linéairement selon une direction horizontale. Un dispositif à deux miroirs de type Nörremberg est utilisé afin de faire tourner la direction de polarisation du faisceau (Figure I.5). Le faisceau incident sur la fibre horizontale est polarisé suivant une direction verticale.

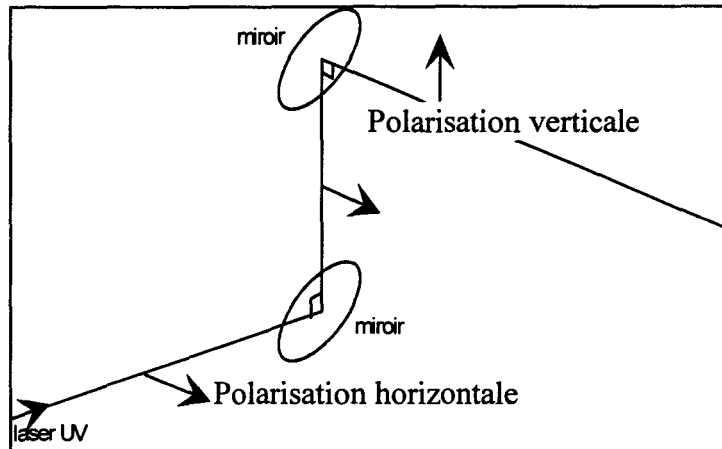


Figure I.5

*Schéma du dispositif type Nörremberg*

Pour obtenir un contraste optimal des franges d'interférence, il est nécessaire que les deux polarisations linéaires des deux faisceaux soient parallèles [30] (Figure I.6).

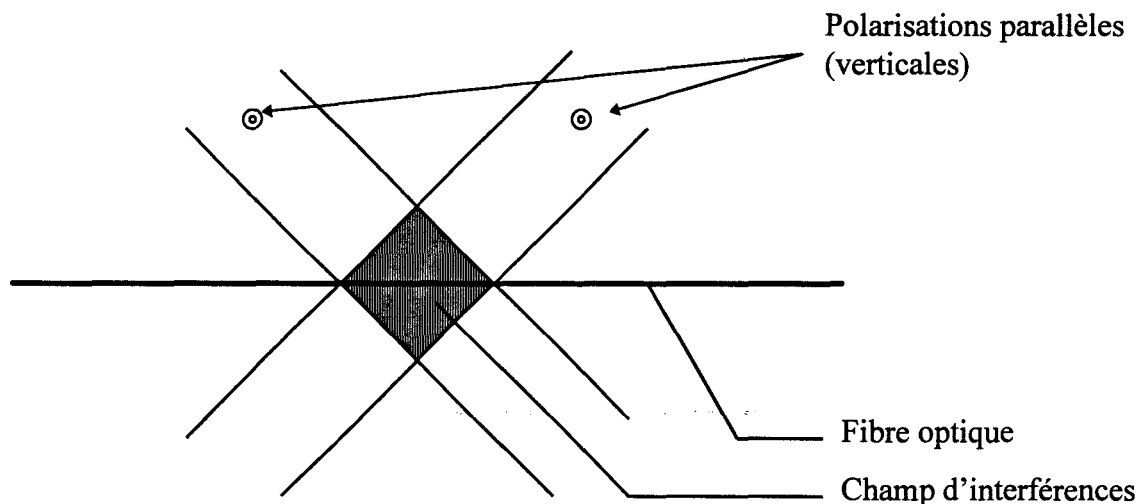


Figure I.6

*Polarisation des faisceaux créant le champ d'interférences*

La direction de propagation du faisceau est horizontale. Un ensemble de deux télescopes afocaux formés de lentilles en silice permet de réduire la divergence angulaire du faisceau et d'en augmenter

la stabilité angulaire. Le premier télescope est formé de lentilles sphériques, son grandissement est égal à environ 10. Le second télescope est formé de deux lentilles cylindriques dont les génératrices sont verticales. Le grandissement dans le plan horizontal est choisi selon les applications. Il peut varier de 1 à 20. Selon le grandissement choisi pour le télescope cylindrique, les dimensions du faisceau peuvent atteindre le centimètre selon la direction verticale et environ 5 cm selon la direction horizontale. Un miroir plan de réflectivité maximum à 244 nm est disposé selon un plan vertical. Ce miroir est placé sur une platine de rotation. L'axe de rotation du miroir est confondu avec une de ses arêtes. La fibre optique est disposée perpendiculairement au plan du miroir. Une lentille cylindrique dont les génératrices sont disposées parallèlement à la fibre permet d'augmenter l'irradiance du faisceau ultraviolet au niveau de la fibre optique. L'axe optique du faisceau ultraviolet coupe l'axe de rotation du miroir. Ce dernier joue le rôle d'un séparateur de front d'onde et provoque l'interférence entre le front d'onde réfléchi et le front d'onde transmis.

L'angle  $\alpha$  entre les deux plans d'onde détermine la longueur d'onde de Bragg du réseau. En effet, la longueur d'onde se déduit de la relation (1.7) :

$$\lambda_B = n_{eff} \frac{\lambda_p}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (1.7)$$

Dans la relation (1.7),  $n_{eff}$  désigne l'indice effectif du mode guidé pour la longueur d'onde de Bragg,  $\lambda_p$  la longueur d'onde du laser source (ici 244 nm),  $\alpha$  l'angle de croisement entre les deux faisceaux UV (figure (I.4)). La longueur d'onde de Bragg du réseau peut donc être modifiée par rotation du miroir.

Ce montage permet de réaliser des réseaux d'une longueur inférieure à 2 cm. En effet la longueur de cohérence temporelle de la source laser constitue un facteur limitatif à la réalisation de réseau de plus grande longueur :

Considérons les interférences produites par un interféromètre à deux ondes éclairé par une source ponctuelle (figure I.7) dont le spectre présente une structure gaussienne. La fréquence centrale du spectre est désignée par  $\nu_0$  et la largeur totale à mi-hauteur par  $\Delta\nu$ . L'intensité spectrale de l'onde émise par la source peut s'écrire sous la forme :

$$I_\nu(\nu) = \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (1.8)$$

Dans la relation (1.8), la largeur à mi hauteur est définie par la relation :  $\Delta\nu = 2\sigma(2\ln 2)^{1/2}$ .

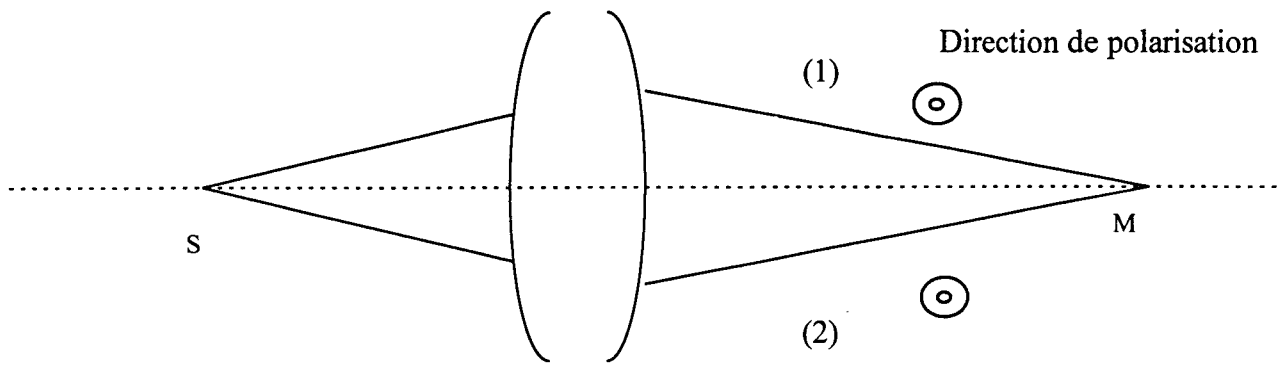


Figure (I.7)  
Interféromètre à deux ondes

On suppose que la différence de marche  $\delta$  entre les bras (1) et (2) de l'interféromètre en un point M peut varier entre zéro et l'infini

Si les ondes qui interfèrent ont même amplitude, la contribution à l'intensité totale I en M de la bande de fréquence  $d\nu$ , d'intensité  $I_\nu$ , s'écrit :

$$2I_\nu (1 + \cos\phi) d\nu \tag{1.9}$$

Par commodité de calcul, on peut supposer des ondes de même amplitude. Le cas général n'introduit qu'une dissymétrie des équations mais aucune différence majeure.

Dans la relation (1.9),  $\phi$  est définie par la relation :  $\phi = 2\pi\nu \frac{n\delta}{c} = 2\pi\nu\tau$ . L'intensité résultante est alors obtenue par la relation (1.10) :

$$I = \int 2I_\nu (1 + \cos(2\pi\nu\tau)) d\nu = 2I_0 [1 + \int I_{\nu,c}^n (\nu - \nu_0) \cos(2\pi\nu\tau) d\nu] \tag{1.10}$$

En posant  $I_0 \equiv \int I_\nu d\nu$  et  $I_{\nu,c}^n (\nu - \nu_0) \equiv \frac{I_\nu(\nu)}{I_0}$  appelée l'intensité spectrale normalisée centrée autour de  $\nu_0$ . Le terme intégral dans l'expression de I peut se mettre sous la forme :

$$\text{Re} \left\{ \exp(-i2\pi\nu_0\tau) \int I_{\nu,c}^n (\nu - \nu_0) \exp[-i2\pi(\nu - \nu_0)\tau] d\nu \right\} = \text{Re} \left\{ \gamma_I(\tau) \exp(-i2\pi\nu_0\tau) \right\} \tag{1.11}$$

avec :

$$\gamma_I(\tau) = \int I_{\nu,c}^n (\nu - \nu_0) \exp[-i2\pi(\nu - \nu_0)\tau] d\nu \tag{1.12}$$

La quantité  $\gamma_t$ , complexe, transformée de Fourier de l'intensité spectrale normalisée peut s'écrire sous la forme :  $|\gamma_t| \exp(i\alpha_t)$ . Elle définit le degré de cohérence temporelle de la source. En effet, l'intensité  $I$  peut s'écrire sous la forme :

$$I = 2I_0[1 + |\gamma_t| \cos(2\pi\nu_0\tau - \alpha_t)] \quad (1.13)$$

Pour un degré de cohérence égale à 1 (impulsion de durée infinie) on retrouve le phénomène d'interférences sans perte de visibilité. Les valeurs extrêmes de l'intensité au point M sont :

$$\begin{aligned} I_{\max} &= 2I_0(1 + |\gamma_t|) \\ \text{et} \\ I_{\min} &= 2I_0(1 - |\gamma_t|) \end{aligned} \quad (1.14)$$

Dans (1.14),  $I_{\max}$  représente l'intensité maximale du champ au point M pour une différence de marche  $\delta$ .  $I_{\min}$  représente l'intensité minimale mesurée lorsque la différence de marche est égale à  $\delta \pm \frac{\lambda}{2}$ .

La visibilité des franges d'interférence  $V$  au point M est définie par la relation (1.15).

$$V(\delta) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma_t| = \left| \int I_{\nu,c}^n (\nu - \nu_0) \exp[-i2\pi(\nu - \nu_0)\tau] d\nu \right| \quad (1.15)$$

Comme la visibilité est la norme de la transformé de Fourier de l'intensité spectrale normalisée. Dans le cas d'une source ponctuelle dont le spectre présente une structure gaussienne, la visibilité possède aussi une repartition gaussienne de la forme :  $V_0 \exp(-\frac{\delta^2 n^2}{c^2} 2\pi^2 \sigma^2)$  (1.16)

Une chute de visibilité d'un facteur  $\frac{1}{2}$  est obtenue pour une différence de marche égale à  $2 \ln 2 \frac{c}{\pi \Delta \nu}$ .

La longueur  $L_c = c/\Delta \nu$  est appelée longueur de cohérence de la source. Dans le cas d'un réseau de Bragg de longueur  $L$ ,  $L$  vérifie la relation :  $L = N\Lambda$  (1.17) où  $N$  représente le nombre de traits du réseau et  $\Lambda$  le pas du réseau. La différence de marche maximale créée dans le champ d'interférences pour inscrire le réseau de Bragg est alors :  $\delta_T = N\lambda_p$  (1.18) où  $\lambda_p$  est la longueur d'onde du laser. Cette différence de marche doit être inférieure à la longueur de cohérence du laser. Ceci impose la relation :

$$\frac{L\lambda_p}{\Lambda} \ll L_c \quad (1.19)$$

soit,  $L \ll L_c \frac{\Lambda}{\lambda_p}$ . La longueur du réseau doit donc vérifier dans le cas d'un réseau de longueur d'onde de Bragg 1550 nm la relation approchée suivante :

$$L \ll 2L_c \quad (1.20)$$

La source laser ultraviolette de ce banc de photoinscription possède une longueur de cohérence d'environ 5 cm (donnée du constructeur). Cette longueur n'autorise donc pas la réalisation de longs réseaux de Bragg.

Il est à noter que cette limitation est aussi due aux dimensions des optiques du banc d'inscription.

### 1.3.1.2. Méthode d'inscription par la méthode de C. G. Askins et al :

Le dispositif proposé par C. G. Askins et al en 1992 [31] (représenté sur la figure I.8) est une méthode dite par division d'amplitude. En effet, le faisceau laser UV est divisé en deux faisceaux (A et B) d'égale intensité par l'intermédiaire d'une lame séparatrice à 50 %. Cette lame fait subir au faisceau A une réflexion alors que le faisceau B est transmis. Afin que les deux faisceaux subissent le même nombre de réflexions, un miroir 1 est placé sur le trajet du faisceau B transmis par la lame séparatrice. Ainsi, le faisceau B est réfléchi par les miroirs 1 et 2. Le faisceau A est réfléchi par la lame séparatrice puis par le miroir 3. Deux lentilles cylindriques dont les génératrices sont disposées horizontalement et parallèlement à la fibre permettent d'augmenter l'irradiance du faisceau ultraviolet. Dans ce montage, les deux rayons qui interfèrent en un point de la fibre sont issus d'un même rayon avant division d'amplitude par la séparatrice. Ce dispositif présente donc un avantage par rapport au montage précédent. En effet, dans le montage à un seul miroir, la visibilité des franges n'est optimale que dans la mesure où les deux faisceaux qui interfèrent ont la même intensité en chaque point du champ. Cette condition nécessite que la distribution d'intensité de part et d'autre du rayon incident sur l'arête du miroir soit parfaitement symétrique. Cette contrainte n'existe pas dans le montage présenté sur la figure I.8. Ce montage est très sensible aux instabilités de plus, les réglages s'avèrent délicats (position des miroirs 1, 2 et 3).

La différence de marche nulle au centre de la figure d'interférences est maximale sur les bords. Pour que la visibilité du système de franges soit voisine de 1 sur toute l'étendue du champ d'interférences, il faut que la différence maximale de chemin optique soit très inférieure à la longueur de cohérence temporelle de la source (voir paragraphe précédent).

La longueur des réseaux fabriqués de la sorte est donc limitée et doit être très inférieure à  $2L_c$  (typiquement de l'ordre de 2 cm).

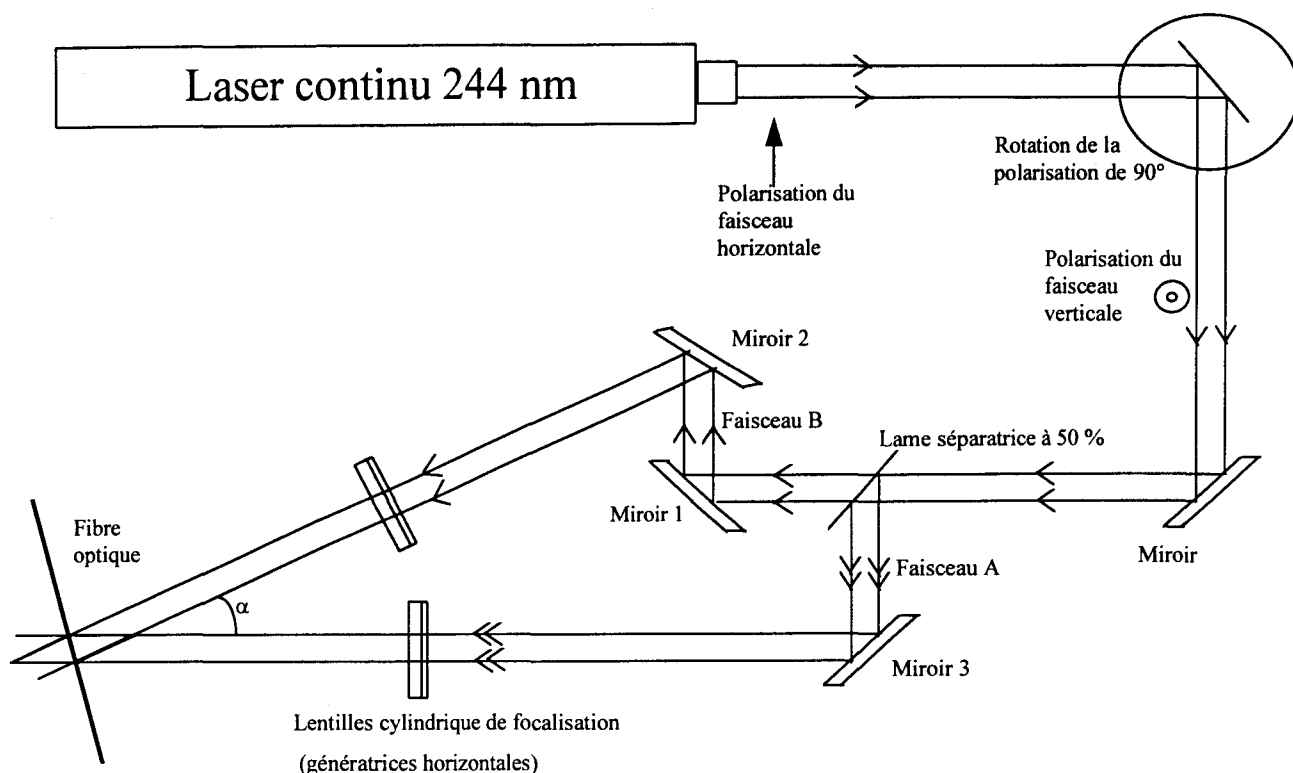


Figure I.8

*Photoinscription des réseaux de Bragg par irradiation latérale.*

*Montage de C. G. Askins et al*

*(vue de dessus)*

L'interfrange  $i$  de la figure d'interférences est égale au pas  $\Lambda$  de la modulation d'indice. La longueur d'onde de Bragg peut s'exprimer par la relation :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \frac{\lambda_p}{2 \cdot \sin(\frac{\alpha}{2})} \quad (1.21)$$

Dans la relation (1.21),  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de Bragg,  $\alpha$  l'angle entre les deux plans d'onde,  $\lambda_p$  la longueur d'onde du laser source (244 nm) et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode qui se propage.

### 1.3.2. Méthode d'inscription par masque de phase.

#### 1.3.2.1. Description et principe d'utilisation d'un masque de phase

Afin de réaliser des réseaux de Bragg 'longs' ( $L > 2\text{cm}$ ), un banc de photoinscription par masque de phase a été développé. De part son principe de fonctionnement, l'utilisation d'un masque de phase permet de s'affranchir des limitations imposées sur les autres montages par la longueur

limitée de la cohérence du laser FreD. Le masque est constitué d'une lame de silice à faces parallèles sur laquelle ont été gravés des traits de profondeur  $e$  et de largeur  $a$ . Cette gravure possède une très bonne résistance au faisceau UV. Cette propriété autorise une longue exposition à des puissances très élevées (de l'ordre de  $5000 \text{ W / cm}^2$ ) sans que le masque ne présente de dégâts apparents. Le schéma d'un masque de phase est présenté sur la figure I.9.

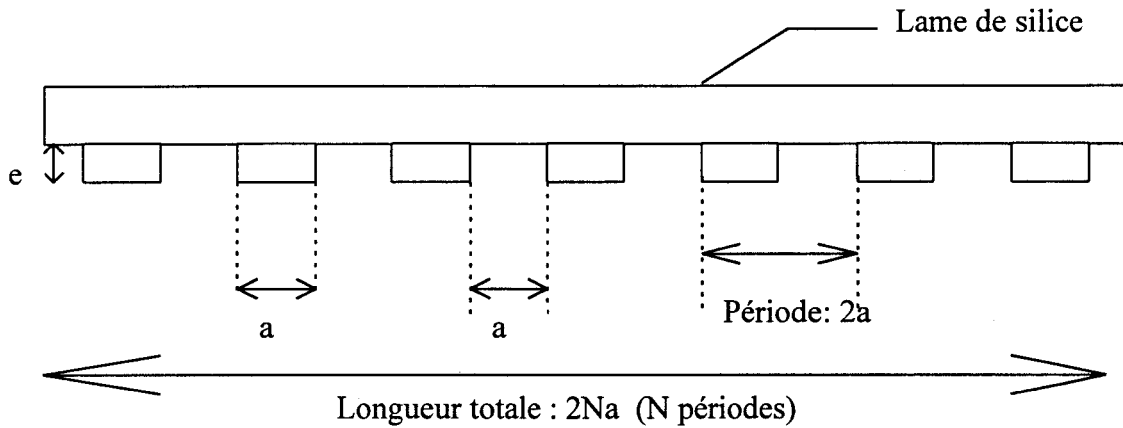


Figure I.9

*Schéma d'un masque de phase*

*(Le plan du masque est perpendiculaire au plan de la figure)*

Ces masques de phase sont réalisés par attaque ionique [32] ou par méthode interférométrique. Cette dernière méthode consiste à irradier le masque au moyen d'un système de franges d'interférence issues de deux faisceaux laser. Cette technique est par exemple employée par la société Lasiris. La figure I.10 représente une photographie de 4 masques de phase rectangulaires de différentes tailles.



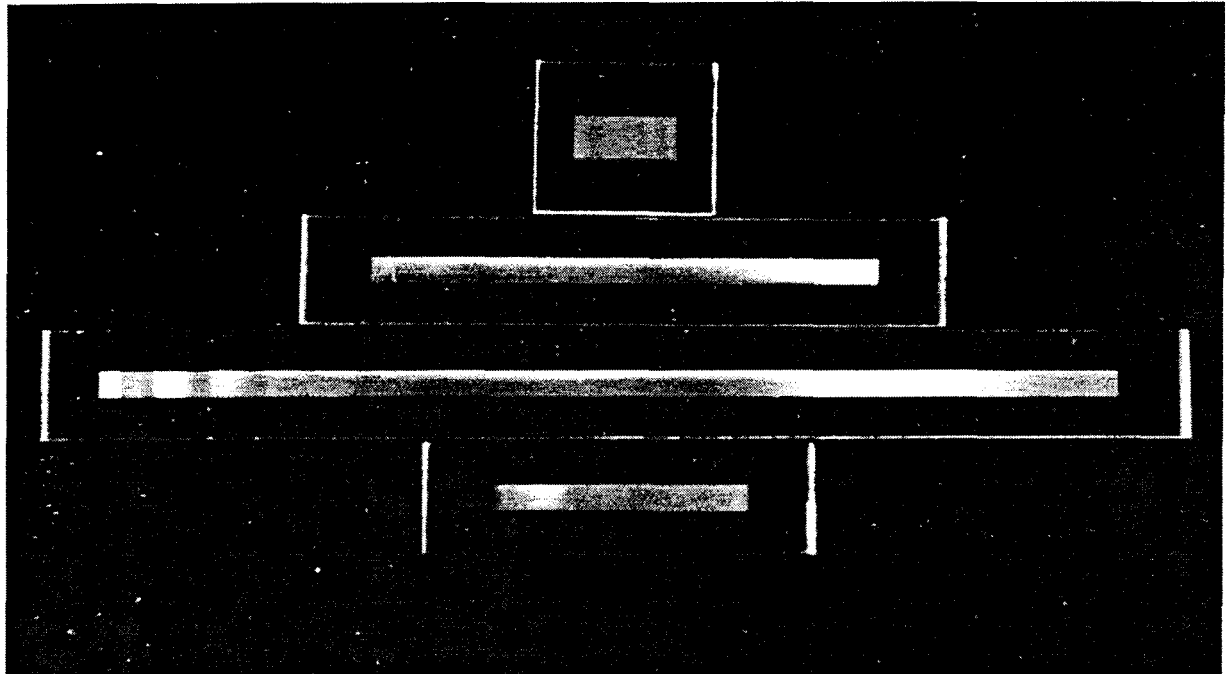


Figure I.10  
Photos de 4 masques de phases

1 cm

Le faisceau ultraviolet traverse la lame de silice et se trouve diffracté par les traits du masque. Les ondes diffractées dans les ordres +1 et -1 créent un champ de franges d'interférences dont les plans d'égaux intensités sont perpendiculaires au plan du masque. Le schéma de principe est présenté sur la figure I.11.

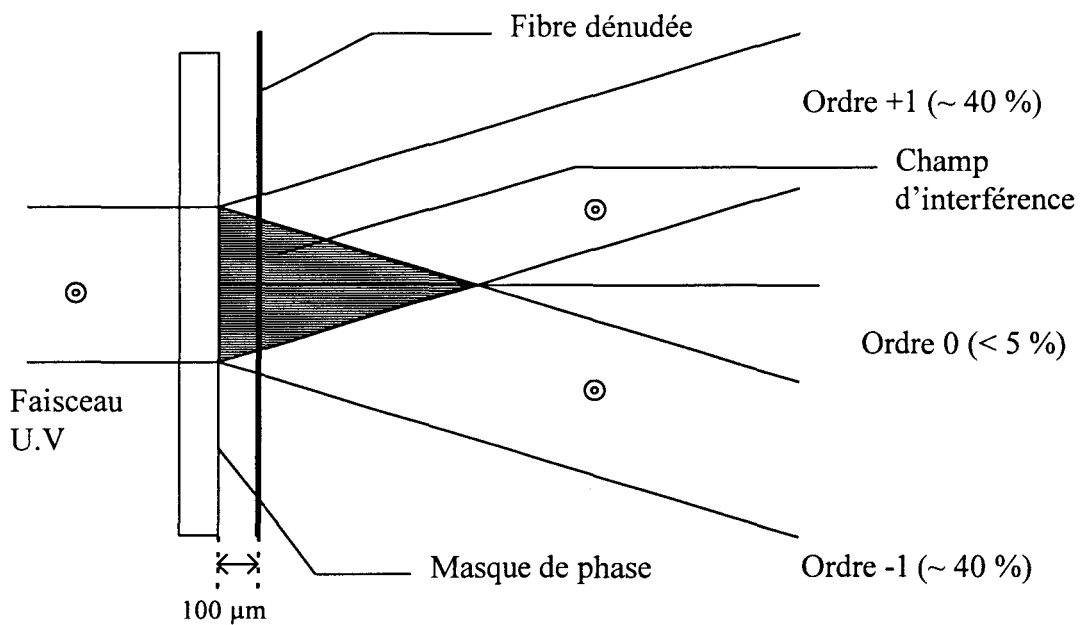


Figure I.11.  
Principe de la photoinscription par masque de phase

Le faisceau ultraviolet est assimilé à une onde plane qui tombe sur le masque de phase sous incidence normale. Le masque module spatialement la phase du faisceau. La profondeur des traits  $e$  a été choisie de façon à ce que l'efficacité de diffraction dans les ordres 0, 2, -2 soit voisine de zéro [33]. La figure d'interférences est donc réalisée essentiellement entre les ordres +1 et -1. Avec les masques du commerce, le front d'onde diffracté par l'ordre 0 contient moins de 5 % de la puissance optique diffractée par le masque de phase alors que les ordres +1 et -1 en renferment environ 80 %. La fibre est placée à une distance de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  du masque

### 1.3.2.2. Calcul de la répartition d'énergie dans les différents ordres.

Afin de minimiser l'intensité diffractée dans les ordres pairs de diffraction, les caractéristiques géométriques du masque de phase doivent obéir à une relation qui va être déterminée en calculant la répartition d'énergie dans les différents ordres.

Considérons un masque de longueur  $2Na$  où  $N$  est le nombre de périodes,  $2a$  la longueur d'une période et  $e$  l'épaisseur d'un trait (Figure I.12). Sur un motif élémentaire (une période), l'origine  $O$  est placée au centre de celui-ci.

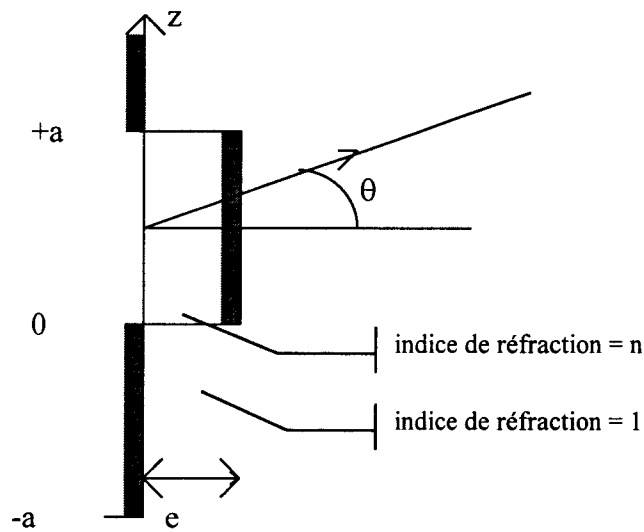


Figure I.12

*Schéma d'un motif élémentaire du masque de phase*

L'indice de réfraction de l'air est considéré égal à 1 et l'indice du milieu (masque de phase) égal à  $n$ . L'amplitude complexe transmise par le motif est alors [34] :

$$t_0(z) = \begin{cases} a_0 e^{j\frac{2\pi e}{\lambda} z} & \text{pour } -a < z < 0 \\ a_0 e^{j\frac{2\pi ne}{\lambda} z} & \text{pour } 0 < z < a \end{cases} \quad (1.22)$$

Dans la relation (1.22),  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau laser incident,  $a_0$  l'amplitude de l'onde incidente. L'amplitude diffractée à l'infini est alors donnée par la transformée de Fourier de l'amplitude complexe du motif. L'amplitude diffractée d'une période élémentaire dans la direction  $\theta$  voisine de la normale ( $\theta \ll 1$ ) est alors :

$$A(\theta) = \int_{-a}^0 a_0 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} e z} e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \theta z} dz + \int_0^a a_0 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} ne z} e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \theta z} dz \quad (1.23)$$

ou encore :

$$A(\theta) = a_0 \left[ e^{j\frac{2\pi}{\lambda} e} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} \theta a} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda} ne} \right] \left[ \int_0^a e^{j\frac{2\pi}{\lambda} \theta z} dz \right] \quad (1.24)$$

soit :

$$A(\theta) = a_0 a \frac{\left[ \sin \frac{\pi a \theta}{\lambda} \right]_0^a}{\frac{\pi a \theta}{\lambda}} \left[ e^{j\frac{2\pi}{\lambda} e} e^{-j\frac{\pi}{\lambda} \theta a} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda} ne} e^{j\frac{\pi}{\lambda} \theta a} \right] \quad (1.25)$$

soit :

$$A(\theta) = a_0 a \frac{\sin \frac{\pi a \theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \theta}{\lambda}} \left[ e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda} e - \frac{\pi}{\lambda} \theta a\right)} + e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda} ne + \frac{\pi}{\lambda} \theta a\right)} \right] \quad (1.26)$$

L'intensité de diffraction est alors donnée par la relation :  $D(\theta) = |A(\theta)|^2$

En posant :  $D_0 = (a a_0)^2$  l'expression de l'intensité diffractée est la suivante :

$$D(\theta) = \underbrace{D_0 \left( \frac{\sin \frac{\pi a \theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \theta}{\lambda}} \right)^2}_{f1} \underbrace{\left[ 2 + 2 \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} (n-1)e + \frac{2\pi \theta a}{\lambda} \right) \right]}_{f2} \quad (1.27)$$

Les différentes composantes de l'intensité ( $f_1$ ,  $f_2$ ) sont tracées sur la figure I.13.

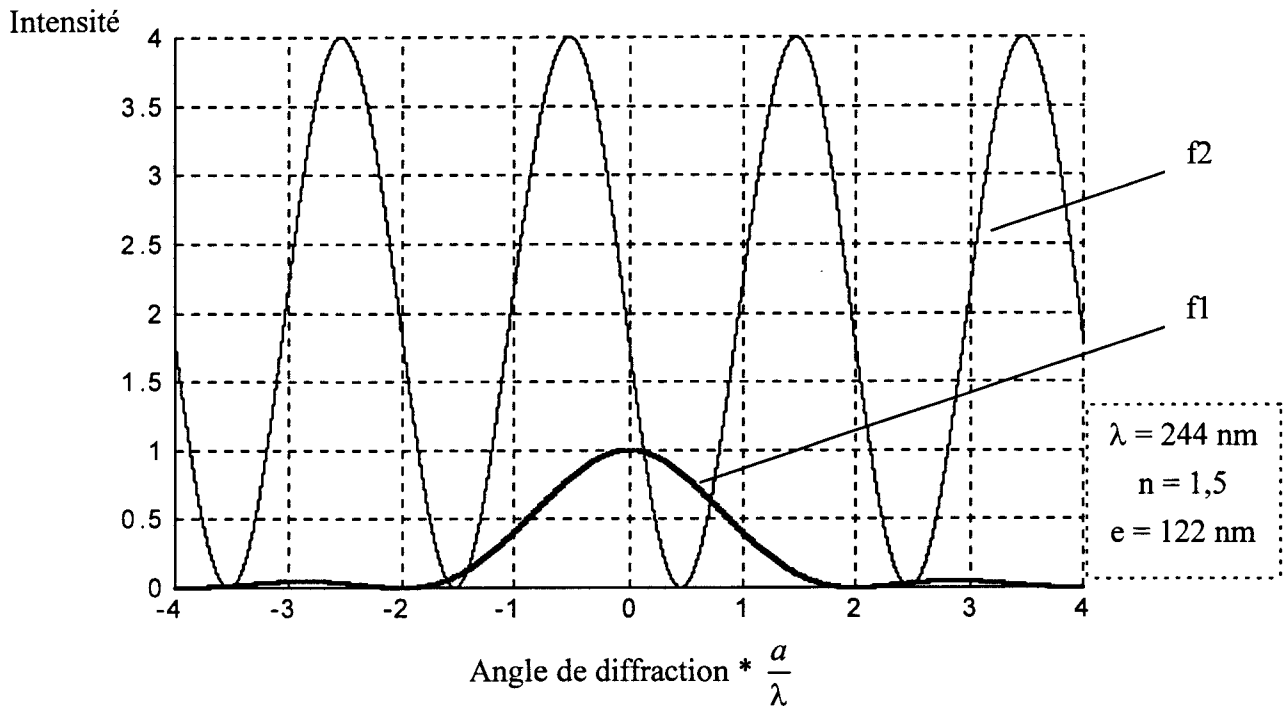


Figure I.13

*Tracé des différentes composantes de l'intensité lumineuse diffractée par un motif isolé du masque de phase*

La suppression de l'ordre 0 ( $\theta = 0$ ) conduit à la relation (1.28) :

$$\frac{2(n-1)e}{\lambda} = 1 + 2k \quad (\text{k entier relatif}) \quad (1.28)$$

L'épaisseur  $e$  des traits du masque de phase doit donc obéir à la relation :

$$e = \frac{\lambda}{2(n-1)}(1 + 2k) \quad (1.29)$$

On obtient alors une intensité diffractée donnée par la figure I.14. Les ordres +3 et -3 sont présents mais peu lumineux. L'intensité diffractée dans les ordres pairs est nulle.

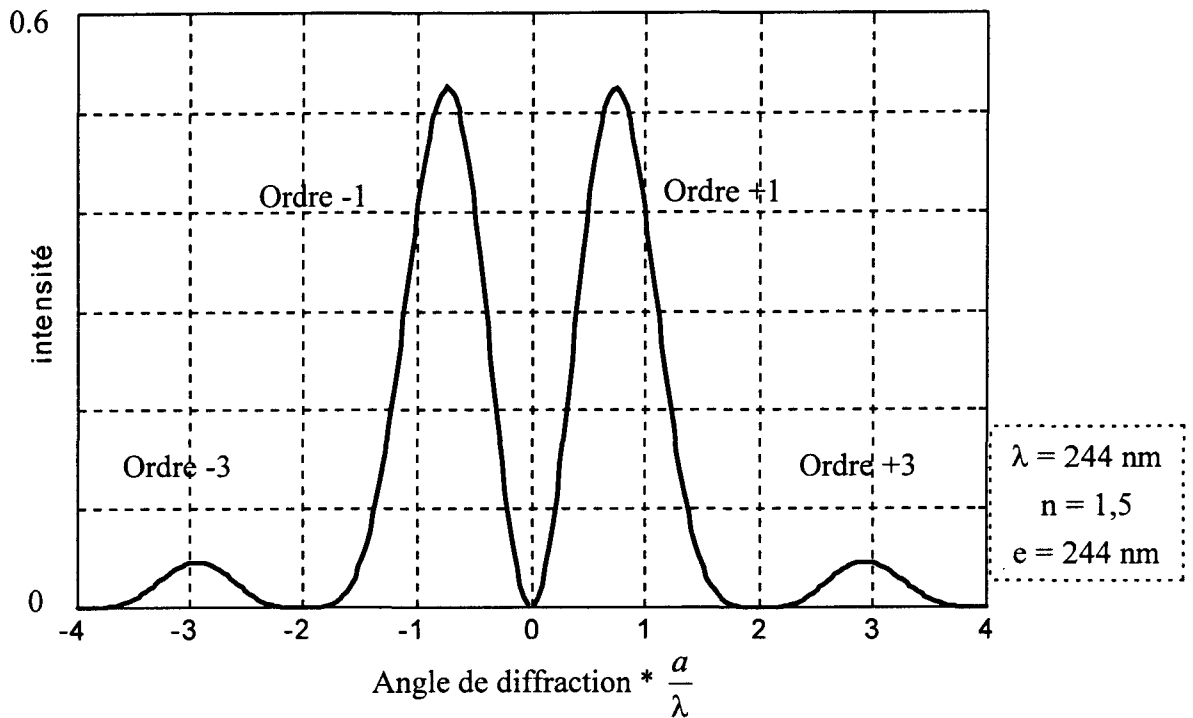


Figure I.14

Allure de l'intensité lumineuse diffractée par un motif isolé dans le cas où la relation (1.21) est vérifiée

Dans le cas de N motifs, l'intensité diffractée  $I(\theta)$  est donnée par la relation suivante :

$$I(\theta) = \underbrace{N^2 D_0}_{f1} \underbrace{\sin^2\left(\pi \frac{\theta a}{\lambda}\right)}_{f2} \cdot \left[ 2 + 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} (n-1)e + \frac{2\pi\theta a}{\lambda}\right) \right] \cdot \underbrace{\left( \frac{\sin\left(\frac{N\pi\theta a}{\lambda}\right)}{N \sin\left(\frac{\pi\theta a}{\lambda}\right)} \right)^2}_{f3} \quad (1.30)$$

Les différentes composantes de l'intensité  $I(\theta)$  sont représentées sur la figure (I.15). Le nombre N de motifs est égal à 10 sur ce tracé. Le choix de ce nombre est motivé par le fait que plus N est élevé plus les pics de la fonction f3 sont étroits. Les pics auraient été difficilement observables sur le tracé pour une valeur élevée de N. En réalité, N peut atteindre des valeurs de l'ordre de 50000 dans le cas d'un masque de phase long de 5 cm.

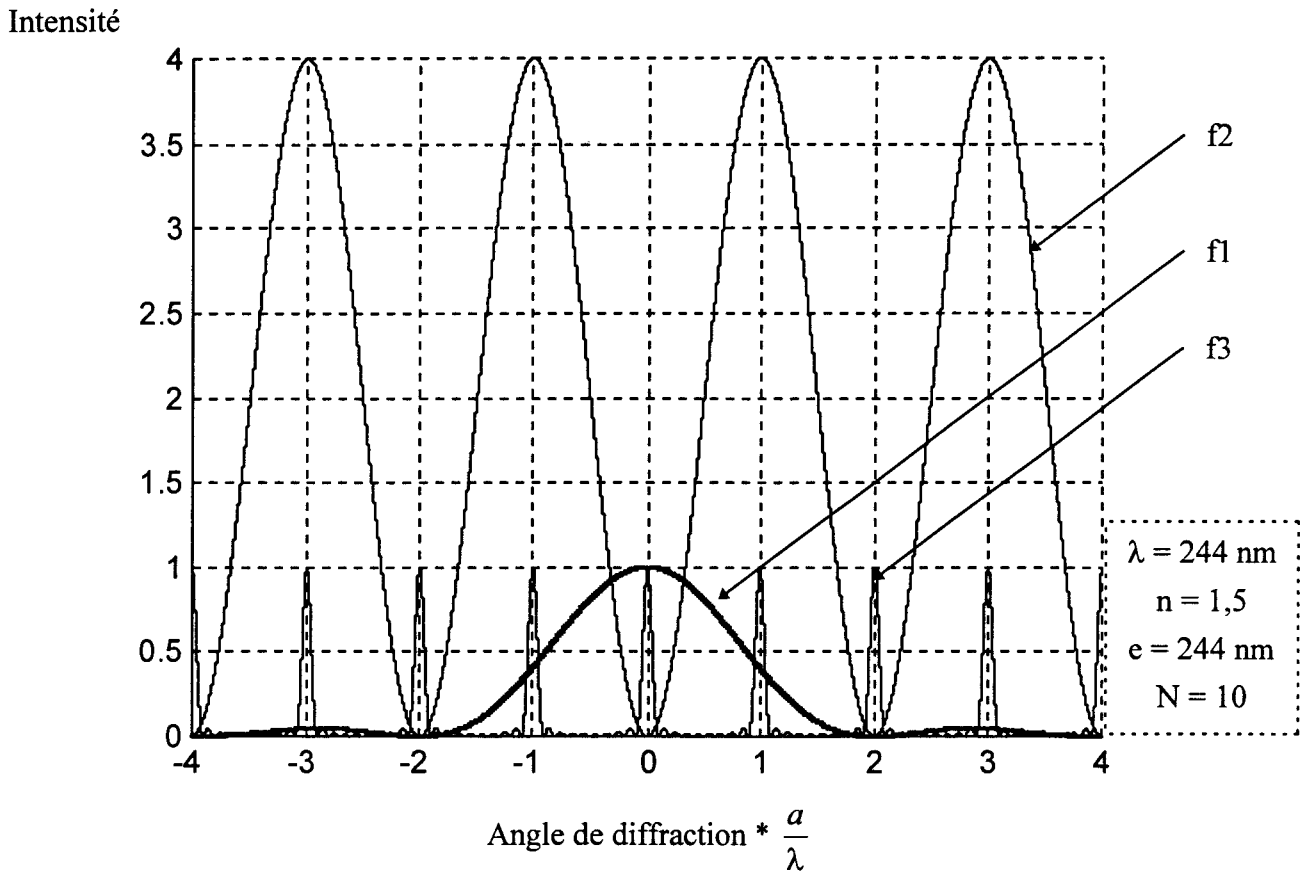


Figure (I.15)

*Tracé des différentes composantes de l'intensité lumineuse diffractée par N motifs (cas où la relation (1.29) est vérifiée)*

Il ne reste alors plus que les ordres impairs dont l'énergie est principalement contenue dans les ordres +1 et -1 car la fonction  $f(\theta/\lambda) = \text{sinc}^2(N\theta a/\lambda)$  éteint quasiment les ordres supérieurs à +3 et ceux inférieurs à -3.

Dans le cas où la profondeur e des traits vérifie la relation (1.29), l'intensité  $I(v)$  a l'allure suivante :

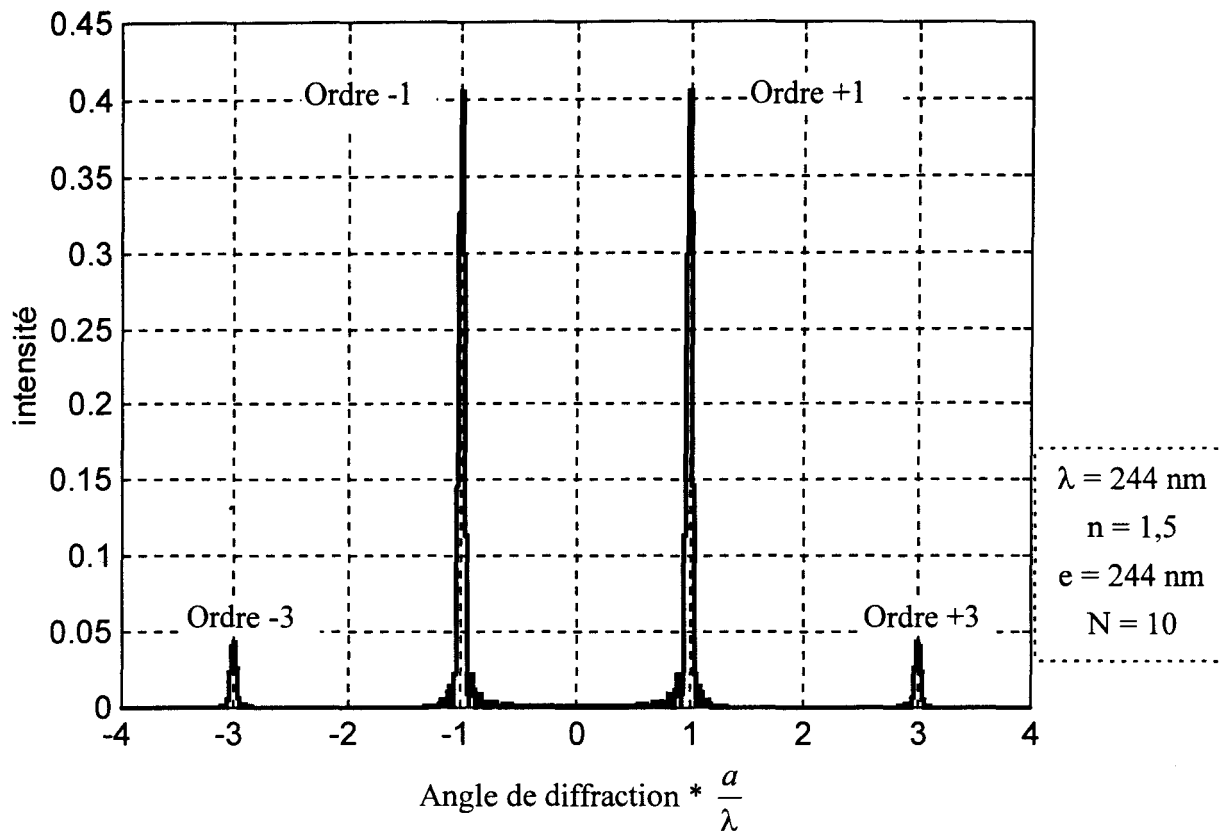


Figure I.16

*Allure de l'intensité lumineuse diffractée par  $N$  motifs dans le cas où la relation (1.29) est vérifiée*

Dans la pratique l'intensité diffractée dans l'ordre 0 n'est pas tout à fait annulée. Néanmoins, elle n'excède pas 5%. Ceci est dû aux défauts de fabrication du masque. Par contre, l'intensité diffractée dans les ordres 2 et 3 n'est pas observée.

### 1.3.2.3. Réalisation d'un banc de photoinscription par masque de phase.

Le montage expérimental décrit dans ce paragraphe a été mis au point au CNET. La figure I.17 présente le montage réalisé afin d'inscrire des réseaux par la méthode du masque de phase.

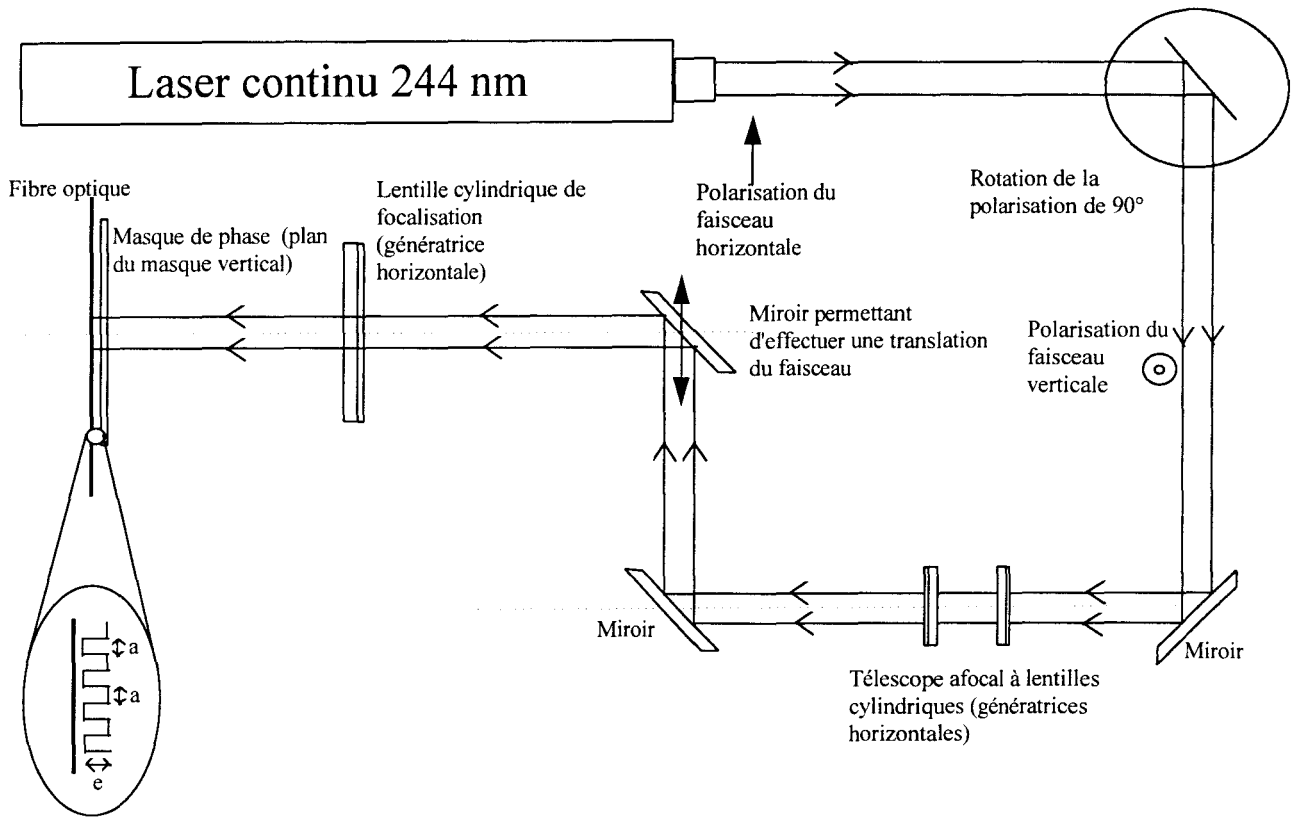


Figure I.17

*Banc de photoinscription par masque de phase  
Montage réalisé au CNET.  
(Vue de dessus)*

La source ultraviolette est constituée par un laser argon ionisé émettant une radiation continue de longueur d'onde 488 nm dont la fréquence est doublée intracavité au moyen d'un cristal BBO. Cette source délivre une puissance de 500 mW (sabre Fred de la société Coherent : Figure I.18). Sa longueur d'onde d'émission est 244 nm.

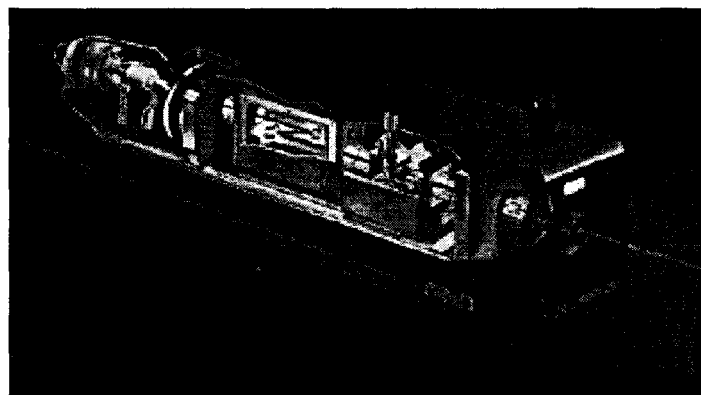


Figure I.18

*Laser Sabre Fred*



La structure du faisceau de sortie du laser peut être assimilée à une structure gaussienne ( $TEM_{00}$ ). Le diamètre du spot ( $2w_0$ ) en sortie est de l'ordre de 1 mm. Le faisceau est polarisé linéairement selon une direction horizontale. Un dispositif à deux miroirs type Nörremberg est utilisé pour tourner la polarisation du faisceau (Figure I.5). La direction de propagation du faisceau est horizontale. Un télescope formé de deux lentilles cylindriques dont les génératrices sont horizontales permet de réduire la divergence angulaire du faisceau dans le plan horizontal. Il possède un grandissement environ égal à 20. Un système de fentes horizontales rectilignes (placé après le télescope) joue le rôle de diaphragme et permet de filtrer la partie centrale du faisceau gaussien. La taille du spot dans le plan vertical est alors de l'ordre de 1 cm. Le faisceau est ensuite réfléchi par un miroir plan de réflectivité  $R_{max}$  à 244 nm monté sur une platine de translation Microcontrôle possédant une course de 10 cm. Cette platine permet de translater le spot UV devant l'ensemble masque fibre. Une lentille cylindrique dont les génératrices sont disposées horizontalement et parallèlement à la fibre ( focale de 20 cm) permet ensuite de concentrer l'énergie suivant la direction horizontale en réduisant l'entendue verticale du faisceau. Les dimensions du spot laser sur le masque de phase sont typiquement égales à 20  $\mu\text{m}$  verticalement et à 1 mm horizontalement. Le masque est éclairé sous incidence normale.

La fibre doit être placée dans le champ d'interférences. La distance (environ égale à 0,1 mm) séparant le masque de la fibre constitue un paramètre critique dans la mesure où le contraste des franges d'interférences diminue dans une direction perpendiculaire au plan du masque. La fibre doit donc être placée le plus près possible du masque de manière à créer une amplitude de modulation d'indice la plus grande possible dans la fibre, sans pour autant détériorer la surface très fragile du masque. L'angle  $\alpha$ , entre les ordres diffractés +1 et -1, est donné par la relation (1.31) [31] :

$$\sin(\alpha/2) = \lambda_p / 2a \quad (1.31)$$

Dans la relation (1.31),  $\lambda_p$  est la longueur d'onde du faisceau UV d'inscription et  $a$  la largeur des traits gravés dans l'épaisseur du masque. Avec  $\lambda = 244$  nm et  $a = 500$  nm, on obtient  $\alpha = 28^\circ$ .

L'expression de l'interfrange du système de franges (et de la période  $\Lambda$  de la modulation d'indice) est donnée par la formule :

$$i = \Lambda = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\frac{\alpha}{2})} \quad (1.32)$$

soit finalement :

$$\Lambda = a \quad (1.33)$$

Le pas de la modulation d'indice est égal à la largeur des traits gravés dans le masque de phase. Remarquons que la longueur d'onde de Bragg du réseau ainsi photoinscrit ( $\lambda_B = 2n_{\text{eff}} \cdot \Lambda = 2n_{\text{eff}} \cdot a$ ) ne dépend pas de la longueur d'onde du laser d'inscription. Un autre intérêt qu'offre l'utilisation du masque de phase réside dans le fait qu'il n'est pas nécessaire, a priori, que la cohérence spatiale du laser source soit importante. En effet, les rayons qui interfèrent sur la fibre placée à 100  $\mu\text{m}$  de la surface du masque, sont distants de 50  $\mu\text{m}$  dans le faisceau incident, soit une distance 10 fois inférieure à l'étendue transverse de ce même faisceau. Cette propriété explique que le montage avec masque de phase peut être utilisé avec un laser à excimère (laser à KrF par exemple). Le faisceau issu du laser utilisé au CNET (Sabre FreD) est monomode transverse; il est possible d'assimiler sa structure en sortie des télescopes à celle d'une onde quasi-plane. La cohérence temporelle n'intervient pas car le pas est indépendant de la longueur d'onde du laser. Ce banc permet donc la réalisation de réseaux de Bragg par translation de faisceau. Les réseaux photoinscrits ont dans ce cas au maximum une longueur identique à celle du masque de phase. Une solution pour s'affranchir de cette limitation est présentée dans le chapitre suivant. Elle consiste à concaténer des réseaux.

### 1.3.3. Conclusion

Trois bancs de photoinscription de réseaux de Bragg ont été réalisés au CNET. Ces trois montages permettent la réalisation de nombreux types de réseaux. Le tableau I.1 résume les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

	Méthodes d'inscription des réseaux de Bragg			
	Irradiation longitudinale	Irradiation latérale Méthodes interférométriques		Irradiation latérale
		Par holographie (Réalisée au CNET)	Montage Askins (Réalisée au CNET)	Par masque de phase (Réalisée au CNET)
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Bonne reproductibilité de la longueur d'onde de Bragg identique à celle du laser source.</li> <li>- Permet la réalisation de réseaux longs (longueur égale à la longueur de la fibre)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Très bonne accordabilité de la longueur d'onde de Bragg (de l'ordre de 0,05 nm)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Bonne accordabilité de la longueur d'onde de Bragg (de l'ordre de 0,1 nm)</li> <li>- Ne nécessite pas une forte cohérence spatiale de la source UV</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Très bonne reproductibilité de la longueur d'onde de Bragg pour une fibre donnée (de l'ordre de 0,05 nm)</li> <li>- Permet la réalisation de réseaux longs (&gt; 2 cm)</li> <li>- Ne nécessite pas de fortes cohérences spatiale et temporelle de la source UV</li> </ul>
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> <li>- La longueur d'onde de Bragg est celle de la source</li> <li>- Aucune expérience n'a été réalisée à notre connaissance avec des sources dont les longueurs d'onde se situent dans les fenêtres des télécommunications</li> <li>- Réseau de longueur limitée par la longueur de cohérence de la source laser.</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Réseaux de longueur limitée à 2 cm (limitation due aux longueurs de cohérence temporelle et spatiale de la source)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Réseaux de longueur limitée à 2 cm (limitation due à la longueur de cohérence temporelle de la source)</li> <li>- Photoinscription très sensible aux instabilités (vibrations)</li> <li>- Réglages délicats</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Accord de la longueur d'onde de Bragg délicat [35].</li> <li>- Le changement de fibre (neff différent) engendre un changement de la longueur d'onde de Bragg (pour un masque donné)</li> </ul>

Tableau I.1

*Récapitulatif des différentes méthodes d'inscription des réseaux de Bragg*

### 1.4. REDUCTION DE L'EFFICACITE DU COUPLAGE DU MODE FONDAMENTAL VERS LES MODES DE GAINES :

Dans le cas d'une fibre à coeur dopé à l'oxyde de germanium et à gaine non photosensible, la modulation d'indice créée lors de l'inscription d'un réseau est limitée au seul coeur de la fibre. La modulation provoque un couplage du mode guidé fondamental avec des modes radiatifs ou avec des modes de gaine de la fibre. La figure I.19 représente le spectre de transmission d'un réseau fortement réflecteur inscrit sur une fibre standard au moyen du montage interférométrique à miroir.

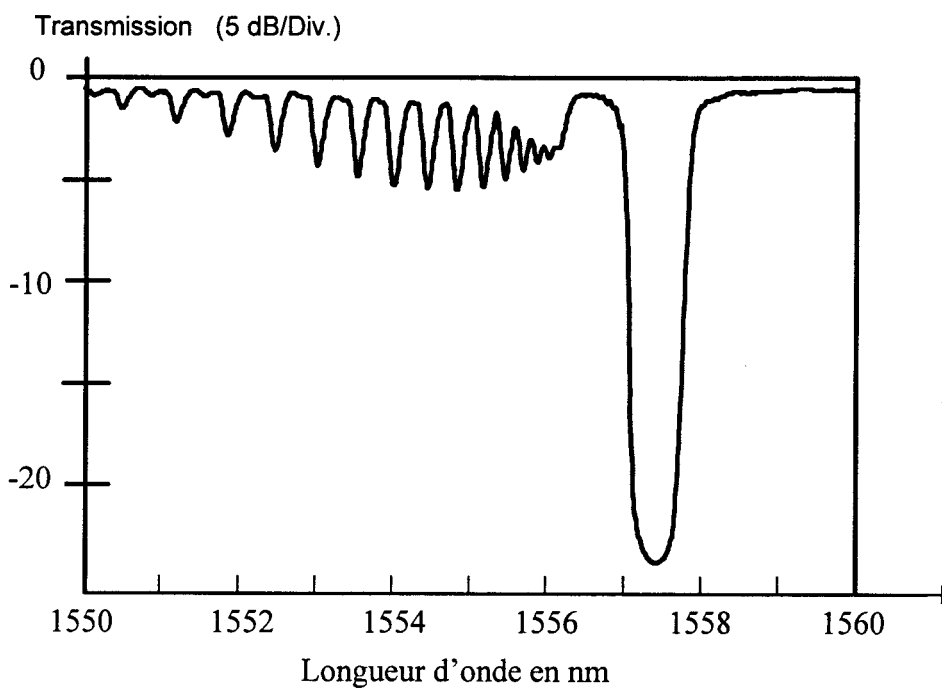


Figure I.19

*Spectre en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre standard pour les télécommunications*

*Fibre SMF 28 hydrogénée à 150 bars  
irradiance = 10 W/cm<sup>2</sup>  
L=1 cm Durée d'irradiation = 3 min*

Nous définissons la transmission d'un réseau de Bragg par la relation (1.34) :

$$T(\text{dB}) = 10 \log_{10}(t) \tag{1.34}$$

Dans l'expression (1.34),  $t$  est le facteur de transmission du réseau de Bragg et est défini par la relation (1.35).

$$t(\lambda) = \frac{\text{Puissance optique transmise par le réseau}}{\text{Puissance optique incidente}} \quad (1.35)$$

Le facteur de réflexion  $r$  est défini par la relation (1.36) :

$$r(\lambda) = \frac{\text{Puissance optique guidée réfléchie par le réseau}}{\text{Puissance optique incidente}} \quad (1.36)$$

Dans la suite du mémoire, nous considérons que  $r$  et  $t$  vérifient la relation (1.37) :

$$r(\lambda_B) + t(\lambda_B) = 1 \quad (1.37)$$

Cette relation suppose que la puissance optique à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  reste guidée et se répartit dans les deux modes fondamentaux contradictifs.

La chute de transmission introduite à la longueur d'onde de Bragg par le réseau de la figure I.19 est égale à -23 dB. De fortes pertes (de l'ordre de -5 dB) sont observées à des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg. La partie de la fibre dans laquelle le réseau a été inscrit est ici dénudée (sans gaine en polymère). Cette absence de gaine plastique se traduit par une forte discontinuité d'indice entre la silice de la fibre et l'air. Les pics situés à des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg (figure I.19) correspondent à l'excitation par le mode guidé de modes de la structure résonnante que constitue la gaine de la fibre. Si l'on plonge la partie dénudée dans un liquide adaptateur d'indice, le couplage se fait entre le mode fondamental et un continuum de modes rayonnants.

La condition d'accord de phase entre le mode fondamental et un mode rayonnant s'exprime par la relation (1.38) [36] :

$$\beta_r + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (1.38)$$

Dans (1.38),  $\beta_r$  et  $\beta_{01}$  sont respectivement la constante de propagation du mode rayonnant et du mode guidé.  $\beta_r$  est compté positivement lorsque le mode rayonnant est contrapropagatif au mode fondamental ( $\beta_{01}$  positif). L'indice effectif d'un mode rayonnant  $n_r$  est inférieur à l'indice de la gaine  $n_g$ . On en déduit alors la relation :

$$\lambda \leq \lambda_{\max} = \frac{\lambda_B}{2} \left( \frac{n_g}{n_{\text{eff}}} + 1 \right) \quad (1.39)$$

Soient  $C_{01}(z)$  et  $C_j(z)$  les amplitudes des champs optiques respectivement du mode guidé et du mode radiatif repéré par un indice  $j$ . Les évolutions de  $C_{01}(z)$  et  $C_j(z)$  peuvent être calculées le long de l'axe  $z$  du réseau en utilisant la théorie des modes couplés [37]. Ces calculs conduisent au système d'équations différentielles (1.40) [36] :

$$\frac{dC_{01}(z)}{dz} = i\kappa \int_j g_{j,01} C_j(z) e^{-i\Delta_j z} \quad (1.40)$$

$$\frac{dC_j(z)}{dz} = -i\kappa g_{j,01} C_{01} e^{-i\Delta_j z} \quad (1.41)$$

Dans (1.41),  $\kappa$  est le coefficient de couplage défini par la relation :  $\kappa = \omega \frac{\Delta n_{\text{mod}}}{2c}$ .  $g_{i,01}$  est l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental et le  $j$ ème mode du continuum,  $\Delta_j = \beta_j + \beta_{01} - \frac{2\pi}{\Lambda}$  le terme de désaccord de phase.

En appelant  $D(\beta)$  la densité de modes rayonnants la solution de ce système d'équation est [37]:

$$\begin{aligned} \frac{dC_{01}(z)}{dz} &= -\sigma C_{01}(z) \\ \text{avec } \sigma &= \pi \left[ g^2_{j,01} \kappa^2 D(\beta) \right]_{\beta_j=0} \\ \text{et } D(\beta) &= \frac{dv}{d\beta} = \frac{\beta}{v} = \frac{\beta}{\sqrt{\beta_g^2 - \beta^2}} \\ \beta_g &= \frac{2\pi n_g}{\lambda} \end{aligned} \quad (1.42)$$

L'expression de  $g_{i,01}$  est définie par la relation (1.43).

$$g_{i,01} = \frac{\int \varphi_j \varphi_{01} dS}{\sqrt{\int_{\infty} \varphi_j^2 dS} \sqrt{\int_{\infty} \varphi_{01}^2 dS}} \quad (1.43)$$

Afin de réduire la valeur de l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et les modes rayonnants, une solution consiste à profiter des relations d'orthogonalités des modes propres et pour cela à augmenter l'aire transverse  $A$  sur lequel le couplage se produit. Il suffit pour cela d'augmenter la section d'inscription et donc de rendre la gaine photosensible.

Les simulations montrent que pour un rayon de gaine photosensible trois fois supérieur au rayon du coeur, l'intensité diffractée vers les modes de gaine est réduite par au moins un ordre de grandeur en référence à l'intensité diffractée par une fibre à gaine non photosensible.

Une fibre (FPG 581) dont le profil d'indice est représenté sur la figure I.20 ci dessous a été réalisée par J. F. Bayon [38]. Une partie de la gaine a été dopée par du germanium afin de la rendre photosensible. Du fluor a été introduit dans la gaine de façon à compenser l'augmentation d'indice qui résulte de l'addition de germanium et à réaliser la structure guidante.

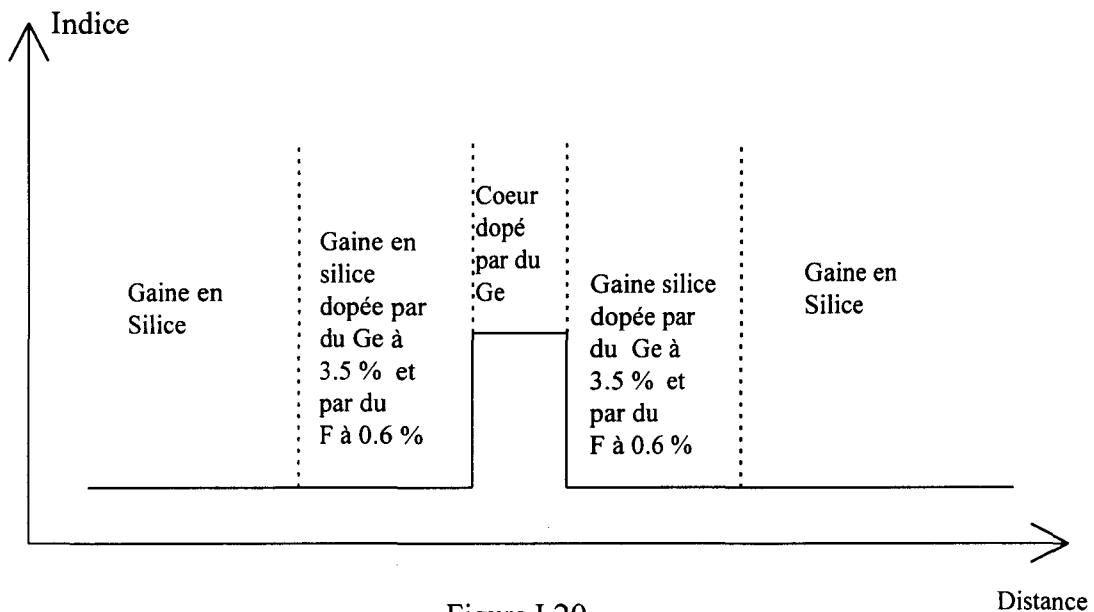


Figure I.20

*Profil de la fibre réalisée afin de réduire le couplage du mode fondamental vers les modes de gaine. (Les pourcentages de dopants indiqués ci dessus sont des pourcentages en moles.) Les caractéristiques géométriques de la fibre sont données en Annexe 1.*

La différence d'indice entre le coeur et la gaine est égale à  $5 \cdot 10^{-3}$ . Le diamètre du coeur est égal à  $8 \mu\text{m}$ . Un réseau de longueur 1 cm a été inscrit dans la fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars. Le montage interférométrique à miroir a été utilisé pour cette inscription et l'irradiance fixée à  $10 \text{ W/cm}^2$ . La transmission du réseau de Bragg est représentée sur la figure I.21. La chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg obtenue après insolation de la fibre pendant 4 min est égale à -22 dB. Les pertes provoquées par le couplage entre le mode fondamental et les modes de gaine restent inférieures à -0,3 dB.

Les pertes sont nettement inférieures à celles représentées sur la figure I.19 (de l'ordre de -4,7 dB).

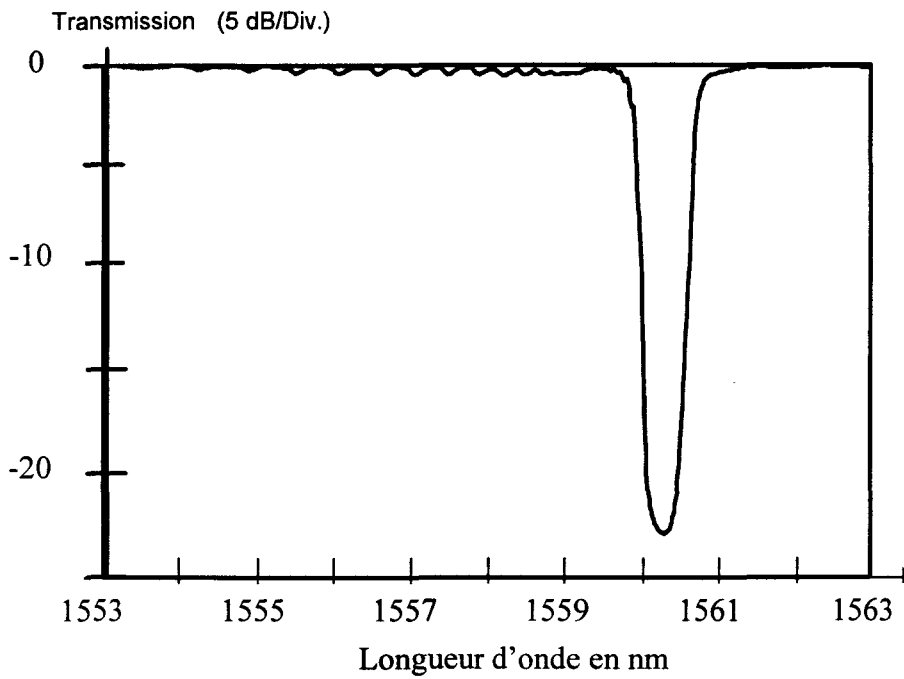


Figure I.21

*Spectre en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur la fibre FPG 581*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars  
irradiance =  $10 \text{ W/cm}^2$   
 $L=1 \text{ cm}$  Durée d'irradiation = 3 min*

L'utilisation de la fibre type FPG 581 offre donc une solution pour réaliser des réseaux de Bragg présentant des pertes par diffusion cohérente plus faibles que celles observées dans les fibres classiques.



## 1.5. DETERMINATION DU PROFIL LONGITUDINAL DE LA MODULATION D'INDICE DES RESEAUX DE BRAGG.

Pour optimiser les caractéristiques et les méthodes de réalisation des réseaux de Bragg, il est indispensable de déterminer l'amplitude de la modulation d'indice créée dans la fibre en tout point du réseau. On peut également améliorer la qualité du réglage du banc d'inscription du réseau ou en corriger des dysfonctionnements (poussières sur des optiques par exemple).

L'expérience qui a été mise en oeuvre au laboratoire a été présentée pour la première fois par P. Krug et al en 1995 [39]. Elle permet d'avoir accès à la distribution axiale de l'amplitude de modulation d'indice d'un réseau de Bragg.

### 1.5.1. L'indice de réfraction local d'un réseau de Bragg :

De façon générale, l'indice de réfraction local du coeur d'une fibre dans laquelle est inscrit un réseau de Bragg est la somme de trois termes. Le premier terme constant  $n_o$  représente l'indice du coeur de la fibre avant inscription du réseau; le second terme  $n_{moy}(z)$  représente l'augmentation moyenne d'indice créée par l'insolation ultraviolette au point d'abscisse  $z$  dans le coeur de la fibre; le troisième terme  $n_{mod}(z)$  est le terme de modulation d'indice à l'abscisse  $z$ . L'indice de réfraction local  $n(z)$  du réseau peut s'écrire:

$$n(z) = n_o + n_{moy}(z) + n_{mod}(z) \quad (1.44)$$

En supposant que le dernier terme  $n_{mod}(z)$  suit une loi d'évolution sinusoïdale,  $n_{mod}(z)$  peut s'écrire sous la forme :

$$n_{mod}(z) = \Delta n(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (1.45)$$

Dans l'expression (1.45),  $\Lambda$  est le pas du réseau et  $\Delta n(z)$  l'amplitude de la modulation d'indice au point d'abscisse  $z$ .

Nous pouvons également supposer que l'augmentation moyenne d'indice du réseau à l'abscisse  $z$  induite par l'insolation ultraviolette est égale à l'amplitude de modulation d'indice à l'abscisse  $z$ . Cette hypothèse grossière peut être formulée à titre de première approximation. Elle implique que la visibilité du champ de franges ultraviolettes est voisine de 1 et que la

variation d'indice photoinduite est proportionnelle à la densité locale de puissance optique incidente sur la fibre. L'indice de réfraction local du coeur de la fibre obéit sous ces hypothèses à la relation suivante:

$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) \cdot \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right] \quad (1.46)$$

$n(z)$  évolue peu en fonction de la longueur d'onde si bien qu'il est supposé constant sur toute la largeur spectrale du réseau.

Caractériser un réseau de Bragg consiste à déterminer, d'une part, l'indice de réfraction  $n_0$  de la fibre avant inscription et, d'autre part, l'amplitude de modulation d'indice  $\Delta n(z)$  en tout point du réseau.

$n_0$  peut se mesurer en inscrivant un réseau faiblement réflecteur dans la fibre que l'on cherche à caractériser, avec la méthode du masque de phase. La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  d'un tel réseau s'écrit :

$$\lambda_B = 2a \cdot n_{eff} \quad (1.47)$$

Dans la relation (1.47),  $2a$  est la période de la gravure réalisée sur le masque de phase et  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode à la longueur d'onde de Bragg. Mesurer  $\lambda_B$  revient donc à déterminer  $n_{eff}$  puisque la valeur numérique de  $2a$  est fournie précisément par le fabricant du masque.  $n_0$  peut se déduire de la valeur de  $n_{eff}$  à la condition de connaître la fréquence normalisée du mode et la valeur du rayon du coeur de la fibre (hypothèse d'une fibre à saut).

La détermination de  $\Delta n(z)$  est plus délicate. Ce problème a été partiellement résolu par P. Krug et al [39]. En effet, ces auteurs ont décrit une méthode dans laquelle le réseau de Bragg est éclairé latéralement au travers de la gaine optique par le faisceau issu d'un laser He-Ne. Le schéma du montage optique est représenté sur la figure (I.22). L'angle d'incidence du faisceau est voisin de l'angle de Bragg. La méthode consiste à déplacer le spot du faisceau le long du réseau et à mesurer l'évolution de la puissance optique diffractée par le réseau au cours de ce déplacement. Ils ont ainsi déterminé l'expression analytique de la puissance lumineuse diffractée  $P_{dif}$  par le réseau de Bragg le long de son axe. Ils obtiennent la relation :

$$P_{dif} = 1.66k^2 \alpha^3 \frac{\sin^2 \gamma_0}{\cos^2 \theta_0} \hat{P}_i \Delta n^2 \quad (1.48)$$

Dans (1.48),  $k=2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission d'un laser He-Ne,  $\hat{P}_i$  est la densité de puissance incidente sur le réseau,  $\alpha$  le rayon du coeur de la fibre,  $\theta_0$  l'angle d'incidence du faisceau laser sur le coeur de la fibre (égale à l'angle de Bragg) et  $\gamma_0$  l'angle compris entre la

direction du vecteur d'onde incident et la direction du vecteur champ électrique incident ( $\gamma_0 = \pi/2$  dans le cas d'une diffraction maximale).

La relation (1.48) montre que la puissance optique diffractée par une tranche du réseau est proportionnelle à  $(\Delta n(z))^2$ . E. Pincemin a proposé un modèle simplifié de ce problème de diffraction [40]. A cet effet, il assimile les traits du réseau à une succession de dioptries plans. Il calcule ainsi la puissance optique diffractée  $P_{\text{diff}}(z)$  à l'aide des relations de Fresnel. Le modèle simplifié permet de confirmer la loi de proportionnalité entre  $P_{\text{diff}}(z)$  et  $(\Delta n(z))^2$ . La mesure de l'évolution de  $P_{\text{diff}}(z)$  lorsque le spot du faisceau issu du laser He-Ne est déplacé le long de l'axe de la fibre permet a priori la détermination de  $\Delta n(z)$  (relation 1.40). Afin d'estimer la validité de cette procédure, nous avons inscrit un réseau de longueur d'onde 1550 nm au moyen d'un champ de franges ultraviolettes dans une fibre de la société Corning de référence SMF 28. L'irradiance moyenne incidente sur la fibre était uniforme le long de Oz. La durée de l'inscription a été fixée à 2 min. Nous avons mesuré la réflectivité de ce réseau. Par la relation (1.49), nous avons calculé la valeur moyenne  $\overline{\Delta n(z)}$  de l'amplitude de la modulation d'indice.

$$\overline{\Delta n(z)} = \frac{\lambda_B}{\pi \eta L} \tanh^{-1}(\sqrt{r}) \quad (1.49)$$

Dans (1.49),  $r$  est le facteur de réflexion du réseau,  $\lambda_B$  la longueur d'onde de Bragg,  $L$  la longueur du réseau et  $\eta$  le facteur de recouvrement entre le mode fondamental et la surface transverse sur laquelle le réseau a été inscrit (le coeur de la fibre).  $\overline{\Delta n(z)}$  est définie à  $\lambda_B = 1550$  nm.

Nous avons ensuite mesuré la puissance optique diffractée lorsque le réseau est éclairé par le faisceau laser He-Ne et calculé  $\Delta n(z)$  à l'aide de la relation (1.49). Les résultats obtenus sont en accord satisfaisant avec ceux calculés par la relation (1.48), les écarts entre les deux mesures sont de l'ordre de 10 %. Compte tenu de la difficulté des mesures de photométrie et du fait que la mesure de  $\Delta n(z)$  est effectuée à 633 nm, dans la suite du mémoire nous présentons nos résultats en exprimant la modulation d'indice  $\Delta n(z)$  sous forme relative, c'est à dire en la normalisant en référence à la valeur de son maximum le long de Oz.

### 1.5.2. Description du banc de caractérisation des réseaux de Bragg

Le banc de mesure est schématisé par la figure (I.22).

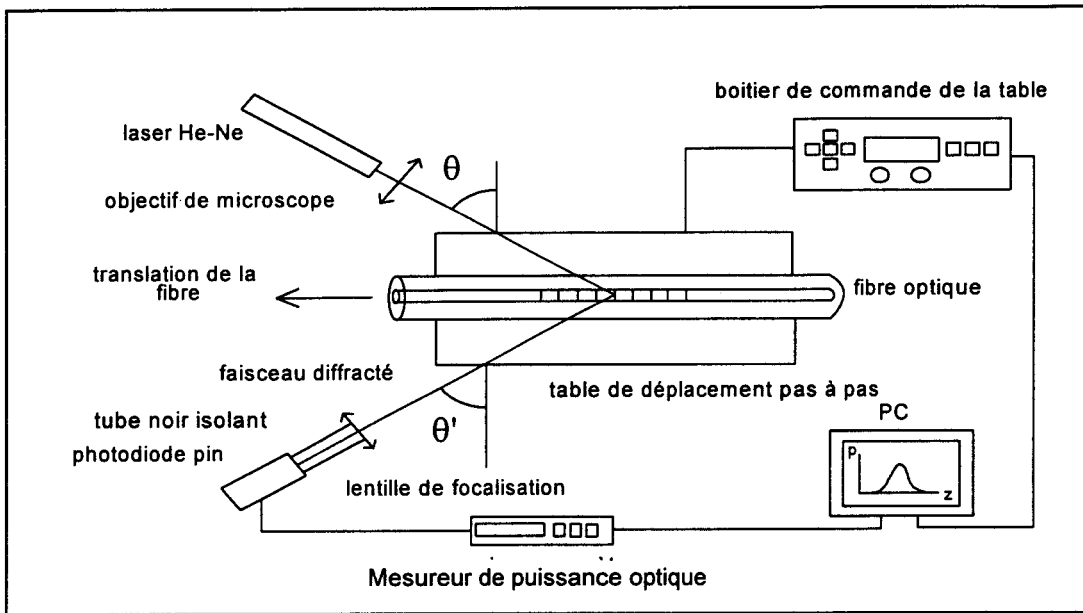


Figure (I.22)

*Schéma du banc de caractérisation des réseaux de Bragg*

Le faisceau d'analyse est issu d'un laser hélium-néon polarisé linéairement, émettant une radiation de longueur d'onde  $\lambda=633$  nm. Le faisceau d'analyse est focalisé sur le coeur de la fibre par l'intermédiaire d'un objectif de microscope de focale 10 mm. La puissance  $P_{inc}$  du faisceau incident sur la fibre est égale à 4.5 mW. Le rayon du spot du faisceau incident sur le coeur de la fibre est égal à environ 10  $\mu$ m. L'angle d'incidence du faisceau sur la fibre est ajusté pour que la condition de Bragg (1.51) soit respectée si bien que la puissance optique diffractée par le réseau est maximale.

Après sa mise en place, la fibre testée est entraînée dans un mouvement de translation horizontale, parallèlement à son axe optique par une table de déplacement pas à pas. La table de translation est montée sur un goniomètre qui permet une variation simultanée de l'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau d'analyse sur la fibre et de l'angle de capture  $\theta'$  du faisceau diffracté par le réseau. Une lentille convergente de focale 100 mm collecte le faisceau diffracté et le focalise sur la surface sensible du détecteur utilisé. L'ensemble est piloté par un ordinateur qui envoie l'ordre de mouvement à la table et qui collecte la mesure de la puissance lumineuse diffractée  $P_{dif}(z)$  à l'abscisse  $z$ . Ainsi l'acquisition du profil longitudinal de  $P_{dif}$  peut être effectué sur toute la longueur du réseau. La résolution spatiale de la mesure est fixée par le diamètre du waist du faisceau d'analyse sur la fibre soit 20  $\mu$ m environ.

La diffraction de Bragg est propre aux structures d'indice périodiques de forte épaisseur  $e$  et de petite période  $\Lambda$ . ( $Q = 2\pi \frac{\lambda}{n_0} \frac{e}{\Lambda} \gg 10$  [41])

La condition de Bragg correspondant à une structure diffractante périodique éclairée par un faisceau externe d'analyse, s'obtient de la façon suivante (figure II.23).  $k_i$  désigne le

vecteur de l'onde incidente,  $\vec{k}_r$  le vecteur de l'onde diffractée et  $\vec{K}$  le vecteur réseau. La condition d'efficacité maximale de diffraction se traduit d'une part par une relation vectorielle de fermeture entre les vecteurs d'onde incidents, diffractés et le vecteur réseau et d'autre part par l'égalité des normes des vecteurs  $\vec{k}_r$  et  $\vec{k}_i$  (relation 1.50) [42].

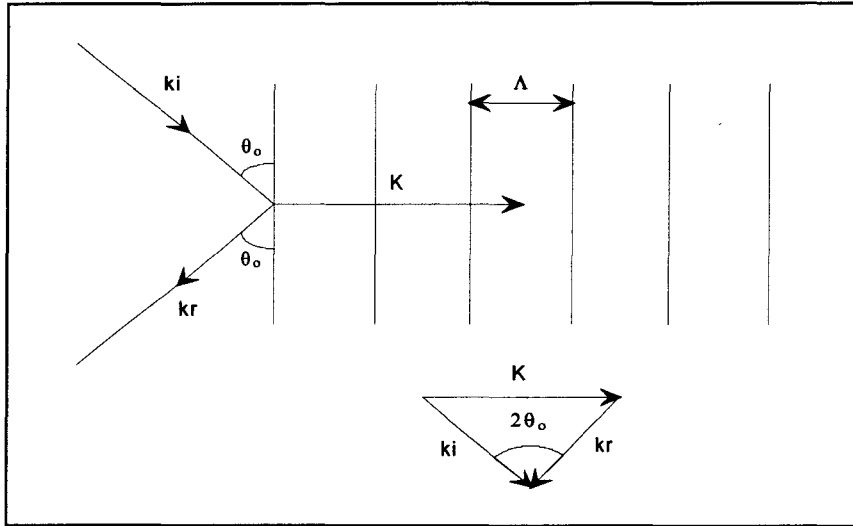


Figure (I.23)

*Condition de Bragg pour une structure périodique diffractante  
attaquée par un faisceau externe*

Soit

$$\begin{cases} \vec{k}_r = \vec{k}_i - \vec{K} \\ \|\vec{k}_i\| = \|\vec{k}_r\| \end{cases} \quad (1.50)$$

soit:

$$\sin(\theta_o) = \frac{\|\vec{K}\|}{2 \cdot \|\vec{k}_i\|} = \frac{\left(\frac{2\pi}{n_o \cdot \Lambda}\right)}{2 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)} = \frac{\lambda}{2n_o \Lambda} \quad (1.51)$$

Dans la relation (1.51),  $\lambda$  est la longueur d'onde du faisceau d'analyse ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ),  $n_o$  l'indice de réfraction du coeur de la fibre à la longueur d'onde d'analyse avant inscription du réseau ( $n_o = 1.45$ ).

L'angle de Bragg interne  $\theta_o$  est donc égale à  $24.1^\circ$ . L'angle de Bragg externe  $\theta$  est, quant à lui, donné par la relation :

$$\sin(\theta) = n_o \cdot \sin(\theta_o) = \frac{\lambda}{2 \cdot \Lambda} \tag{1.52}$$

soit  $\theta$  égal à  $36.3^\circ$  pour  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .

### 1.5.3. Exemple de détermination d'un profil longitudinal de modulation d'indice d'un réseau de Bragg

Un réseau de 1 cm a été inscrit sur une fibre standard (Corning SMF 28) au moyen du montage interférométrique à miroir.

Le spectre en transmission de ce réseau est donné par la figure (I.24). Ce spectre a été obtenu par un analyseur de spectre de résolution 0.05 nm.

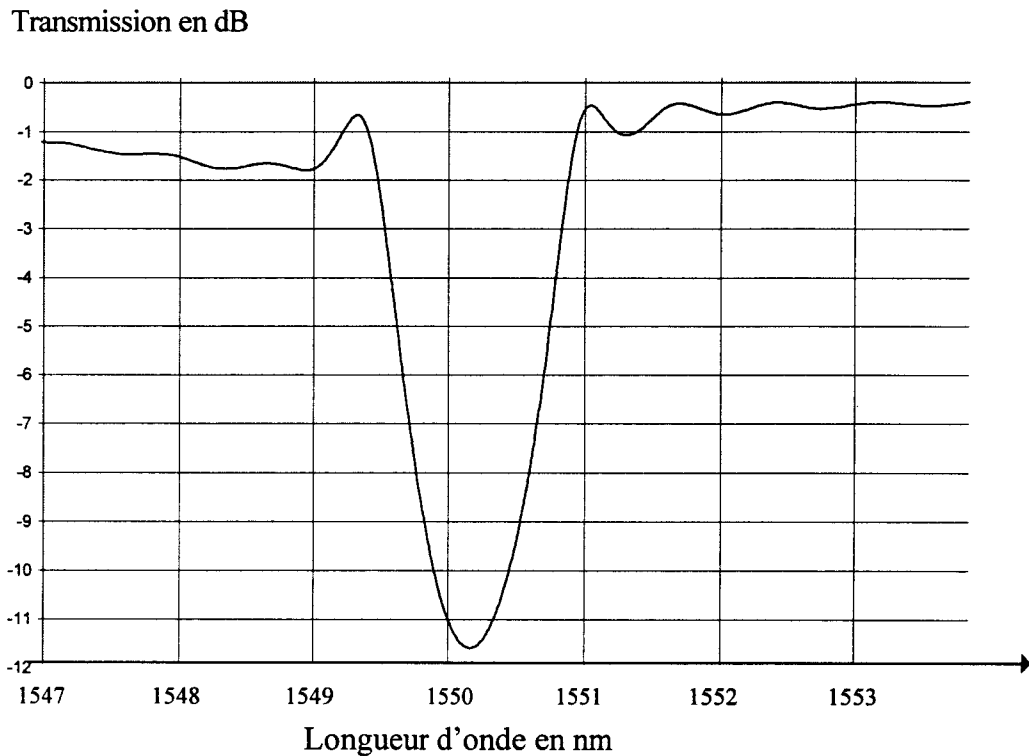


Figure (I.24)

*Spectre de transmission du réseau de longueur égale à 1 cm*

*Fibre Corning SMF 28 à 150 bars  
 irradiance = 10 W / cm<sup>2</sup>  
 L=1cm Durée d'irradiation = 4 min*

La figure suivante présente le profil longitudinal du flux lumineux  $P_{\text{détecté}}$  diffracté par le réseau.

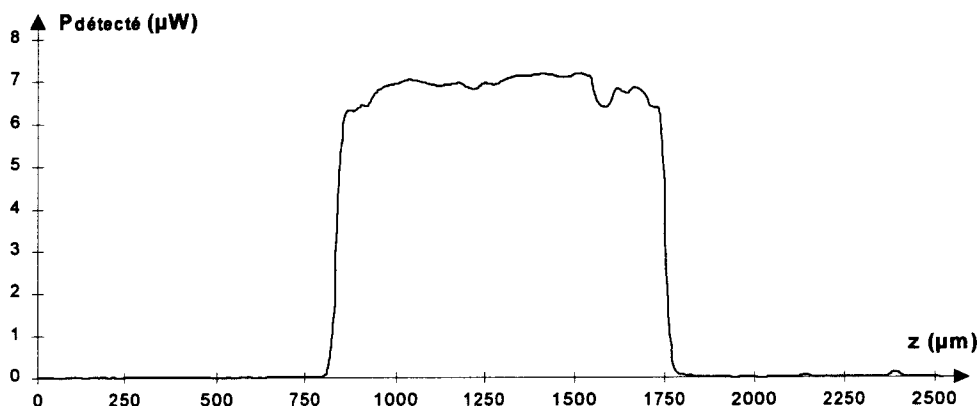


Figure (I.25)

*Profil longitudinal du flux lumineux diffracté par le réseau.*

La figure I.26 représente le profil longitudinal relatif (normalisé) du réseau suivant son axe Oz.

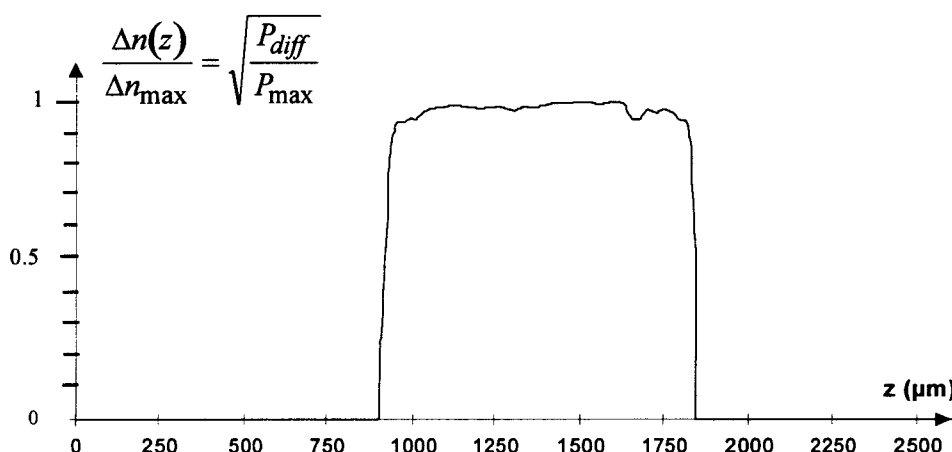


Figure (I.26)

*Evolution de  $\Delta n(z)$  relatif en fonction de  $z$ . (courbe normalisée)*

Des imperfections sont présentes sur le sommet du profil. Elles ne sont pas dues à un mauvais réglage du banc de caractérisation mais plutôt au banc d'inscription. En effet, on retrouve ces défauts sur d'autres réseaux fabriqués sur le même banc de photoinscription. Ces imperfections sont en fait dues à un nettoyage imparfait de la lentille de focalisation du banc d'inscription. Il faut noter, que les imperfections n'étaient pas détectables sur le spectre du réseau. La figure (I.26) illustre l'utilité de ce type de caractérisation qui permet de déceler diverses anomalies sur les bancs de photoinscription. La sensibilité de cette méthode de caractérisation dépend des types de fibre et de réseau étudiés. Elle est typiquement égale à  $0.5 \cdot 10^{-4}$  (en relatif).

### 1.5.4. Evolution de la profondeur de modulation en fonction de la durée d'irradiation et de l'irradiance lors de la photoinscription.

Il est très utile d'évaluer l'évolution de la profondeur de l'amplitude de modulation  $\Delta n$  d'un réseau en fonction de la durée d'irradiation et de l'irradiance lors de la photoinscription. De nombreuses études ont déjà été effectuées. Différentes cinétiques sont observées suivant la longueur d'onde d'irradiation, suivant la présence d'hydrogène ou de deutérium dans le composant photosensible (fibre optique [43] ou guide planaire [44]), suivant les dopants utilisés ainsi que suivant le mode d'inscription (continu ou impulsionnel). Ces nombreux paramètres rendent difficile la détermination d'une loi rendant compte de la cinétique d'une photoinscription.

Des études sur l'évolution de la profondeur de modulation sont en cours de réalisation au sein du laboratoire en collaboration avec l'Université de Lille. Ces études portent en particulier sur des fibres germanosilicates hydrogénées inscrites au moyen d'un champ de franges ultraviolettes issues d'un laser continu à 244 nm.

H. Poignant [45] a réalisé l'étude de l'évolution de la profondeur de modulation d'un réseau inscrit dans une fibre à gaine photosensible (FPG 632, caractéristiques en annexe I) à 244 nm en fonction du temps d'irradiation. Les résultats sont représentés sur la figure I.27.

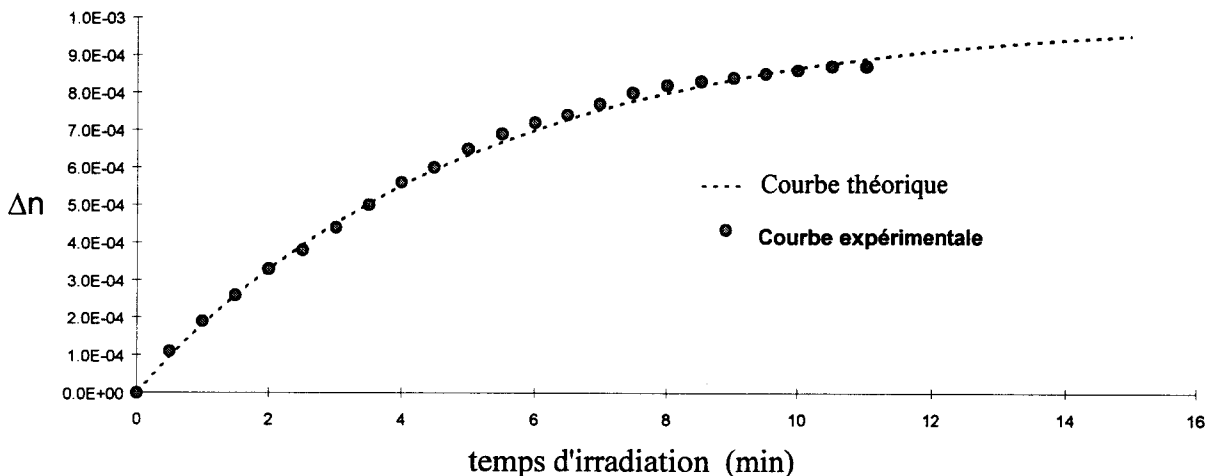


Figure (I.27)

*Evolution de la modulation d'indice  $\Delta n$  en fonction du temps d'irradiation pour une irradiance donnée. (Courbe expérimentale et théorique)*

*Fibre FPG 632 hydrogénée à 190 bars*

*Faisceau UV issu d'un laser à 244 nm*

*Irradiance =  $80 \text{ W/cm}^2$*

*Réseau de longueur égale à 1,6 cm*



Les valeurs de  $\Delta n$  ont été calculées à l'aide de la relation (1.49). La loi de croissance de  $\Delta n$  en fonction de la durée d'exposition  $t$  peut se représenter en début d'irradiation par une loi de la forme :

$$\Delta n = At^\alpha \quad (1.53)$$

Dans la relation (1.53),  $\alpha \cong 0,7$  à  $0,8$ . Les paramètres  $A$  et  $\alpha$  sont fonctions de la fibre utilisée, de la pression d'hydrogénation et de l'irradiance.

L'évolution globale de  $\Delta n$  en fonction du temps d'irradiation UV (pour la fibre considérée) peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta n \cong k \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right]^\alpha \quad (1.54)$$

Dans la relation (1.54),  $\tau \cong 5$ .

Quelques auteurs [43] ont établi une loi d'évolution de  $\Delta n$  en fonction de l'irradiance  $I$  pour des fibres germanosilicates. Cette évolution est formulée par (1.55).

$$\Delta n = A' I^{\alpha'} \quad (1.55)$$

Les paramètres  $A'$  et  $\alpha'$  sont fonctions de la fibre utilisée, de la pression d'hydrogénation et du temps d'exposition. Des études sont actuellement en cours au laboratoire pour déterminer précisément l'évolution de  $\Delta n$  en fonction de l'irradiance  $I$  pour des fibres germanosilicates à gaine photosensible irradiées à 244 nm.

## 1.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents montages expérimentaux qui permettent de réaliser et de caractériser les réseaux de Bragg utilisés au laboratoire.

Nous avons tout d'abord présenté les différents modèles qui ont été proposés pour expliquer l'origine de la photosensibilité des fibres dopées à l'oxyde de germanium.

Nous avons ensuite décrit les trois bancs de photoinscription qui ont été réalisés au laboratoire. Ces bancs nous permettent de fabriquer différents types de réseau adaptés à des applications spécifiques. L'accès au profil longitudinal de modulation d'indice du réseau de Bragg permet de déterminer une anomalie éventuelle susceptible d'exister sur le banc de photoinscription.



**Références:**

- [1] G.Meltz, W.W. Morey, W.H. Glenn  
«Formation of Bragg gratings in optical fiber by a transverse holographic method» Optics Letters, vol.14, n°15, August 1989, pp. 823-825.
- [2] C. G. Askins, T. E. Tsai, G. M. Williams, M. A. Putnam, M. Bashkansky and E. J. Friebele, « Fiber Bragg reflectors prepared by a single excimer pulse » Opt. Lett., 17, 11, June 1992, pp. 833-835.
- [3] W. X. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, and B. Poumellec, Opt. Comm. 104 (1993) pp. 185-195.
- [4] J. L Archambault, L. Reekie and P. St. J. Russel, « 100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer laser pulses », Elec. Lett. Vol. 29, 5, 1993, pp. 453-454.
- [5] L. Landau, E. Lifchitz  
«Electrodynamique des milieux continus» Edition Mir, Moscou 1969.
- [6] P.St.J. Russell, D.P. Hand, Y.T. Chow, L.J. Poyntz-Wright  
«Optically-induced creation, transformation and organization of defects in colour-centers in optical fibers» Proc. of Int. works. in photo.self-orga. in opt. fib., S.P.I.E., Québec 1991, pp. 1516-1529.
- [7] P.St.J. Russell, D.P. Hand  
«Photoinduced refractive index changes in germanosilicate fibers» Optics Letters, vol.15, n°2, January 1990, pp. 102-104.
- [8] E. Fertein, Thèse de Doctorat « Contribution à l'étude des mécanismes de la photoréfraction dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium » (Université des sciences et technologies de Lille) 1er Février 1995.
- [9] M. J. Digonnet, « A Kramers-Kronig analysis of the absorption change in fibers gratings », Proc. Soc. Photo-Opt. Instrument. Eng., 2841, 1996, pp.109-120.

- [10] B. Leconte, W. X. Xie, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, « Analysis of color center related contribution to Bragg grating formation in Ge:SiO<sub>2</sub> fiber based on a local Kramers Kronig transformation of excess loss spectra », *Applied Optics*, 1997.
- [11] M.G. Sceats, P.A. Krug  
«Photoviscous annealing dynamics and stability of photorefractivity in optical fibers» *Proc. of Int. works. in photo.self-orga. in opt. fib.*, S.P.I.E., 1993, vol.2044, pp. 113-120.
- [12] L.J. Poyntz-Wright, P.St.J. Russell  
«Spontaneous relaxation processes in irradiated germanosilicate optical fibers» *Electronics Letters*, vol.25, n°7, March 1989, pp. 478-480
- [13] E.J. Friebele, D.L. Griscom  
«Color centers in glass optical fiber waveguides» *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol.61, 1986, pp.333-338
- [14] E. V. Anoikin, A. N. Guryanov, D. D. Gusovski, V. M. Mashinski, S. I. Miroshnichenko, V. B. Neustraev and V. A. Tikhonirov, *Sov. Lightwave Common.* 1, 1991, pp. 29-36.
- [15] R.M. Atkins, V. Mizrahi  
«Observation of changes in UV absorption bands of single mode germanosilicate core optical fibers on writing and thermally erasing refractive index gratings» *Fiber and integrated optics*, vol.8, January 1989, pp. 143-156
- [16] D. Barbier, M. Green, S.J. Madden  
«Waveguide fabrication for integrated optics by electron beam irradiation of silica» *Journal of Lightwave Technology.*, vol.9, n°6, June 1991, pp. 715-720
- [17] C. Fiori, R.A.B. Devine  
«Ultraviolet irradiation induced compaction and photo-etching in amorphous, thermal SiO<sub>2</sub>» *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol.61, 1986, pp.187-195
- [18] J.P. Bernardin, N.M. Lawandy  
«Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers» *Opt. Com.*, vol.79, n°3-4, October 1990, pp. 194-195

- [19] P. Cordier, J. C. Doukhan, E. Fertein, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon and T. Georges, « TEM characterization of structural changes in glass associated to Bragg grating inscription in a germanosilicate optical fiber preform » *Opt. Commun.* 111, 1994, pp. 269-275.
- [20] B. Poumellec, P. Guénot, I. Riant, P. Sansonetti, P. Niay, P. Bernage and J. F. Bayon, «UV induced densification during Bragg grating inscription in Ge:SiO<sub>2</sub> preforms » *Opt. Materials* 4, 1995, pp.441-449.
- [21] P. Cordier, S. Dupont, M. Douay, G. Martinelli, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon and L. Dong, «Transmission electron microscopy evidence of densification associated to Bragg grating photoimprinting in germanosilicate optical fibers » *Appl. Phys. Lett.*, January, 1997.
- [22] B. Poumellec, P. Niay, M. Douay and J. F. Bayon, «UV induced refractive index grating in Ge:SiO<sub>2</sub> preforms: additionnal experiments and macroscopic origin of index change » *J. Phys. D. Appl. Phys.* 29, 1996, pp. 1842-1856.
- [23] P.J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi and W. A. Reed, « High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibres », *Electron. Lett.* 24th June 1993 VOL. 29 N°. 13.
- [24] T. E. Tsai, E. J. Friebele and D. L. Griscom, « Photosensibility and self organization in optical fibers and waveguides », *Proc. SPIE*, 2044, 1993, pp. 121-132.
- [25] K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, B.S. Kawasaki  
«Photosensitivity in optical waveguides: application to reflection filter fabrication» *Applied Physics letters*, vol.32, n°10, May 1978, pp. 647-649
- [26] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J. F. Bayon et T. Georges, « Photoinscription de filtres de Bragg dans des fibres dopées à l'oxyde de germanium » *J. Optics.*, Vol. 23, 4, December 1992, pp. 143-156.
- [27] S. Boj, Thèse de Doctorat « réalisation de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications » (Université des sciences et technologies de Lille) 6 Octobre 1995.
- [28] I. Riant, P. Sansonetti, H. Fevrier, S. Artigaud, « Réalisation d'un filtre de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique à l'aide d'un montage interférométrique constitué d'un miroir unique » *Communication aux JNOG*, 26-27 Mai 1993, Marseille, Session 2.

- [29] H. G. Limberger, P. J. Fonjallaz and R. P. Salathé, *Elect. Lett.*, 29, 1993, pp. 47-49.
- [30] Legoubin Sandra, Thèse de Doctorat « Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photoinscrits dans les fibres optiques » (Université des sciences et technologies de Lille) 1995.
- [31] C. G. Askins, T. E. Tsai, G.M. Williams, M. A. Putnam, M. Bashkansky and E. J. Friebele, « Fiber Bragg Reflectors Prepared by a single excimer Pulse », *Opt Lett.*, Vol. 17, 11, June 1992, pp; 833-835.
- [32] QPS News « New Etching Process Lowers Zero Order in Phase Masks » A newsletter of QPS Tecnology Inc Volume 2, Number 3, Spring 1996.
- [33] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Jathsen and J. Albert, « Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask » *Appl. Phys. Lett.* 62, 10, mars 1993
- [34] J. Boutigny « Cours de physique optique » Edition Vuibert p.183-184.
- [35] J. D. Prohaska, E. Snitzer, S. Rishton and V. Boegli : « Magnification of mask fabricated fibre Bragg gratings » *Electronics Letters*, vol.29, N° 18, September 1993, p. 1614-1615.
- [36] C. Vassalo « Optical waveguide concepts », *Optical wave sciences and technology*, édition Elsevier.
- [37] V. Mizrahi and J.E. Sipe, « Optical properties of photosensitive fiber phase gratings », *Journal of lighthwave technology*, Vol.11, N°10, 1993.
- [38] E. Delevaque, S. Boj, J.F. Bayon, H. Poignant, J. Lemellot, M. Monerie « Optical fibre design for strong gratings photoimprinting with radiation mode suppression » *OFC»95 Postdeadline papers PD5*.
- [39] P.A. Krug, R. Solte, R. Ulrich « Measurement of index modulation along an optical fiber grating » *Opt. Lett.* September 1995, Vol. 20, N°. 17, pp. 1767-1769.

- [40] E. Pincemin « Conception et réalisation de bancs optiques visant à la caractérisation fine de réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques » Rapport de stage de l'école supérieure d'optique, Octobre 1996.
- [41] J. W. Goodman, « Introduction to Fourier optics », Mc Graw-Hill Editeurs (1968).
- [42] H. Kolgelnik, « Coupled wave theory for thick hologram gratings », The Bell Sys. Tec. J., Vol. 48, N° 9, 1969, pp. 2909-2947.
- [43] H. Patrick and S. L. Gilbert, « Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber », Opt. Lett., Vol. 18, N°. 18, September 15, 1993, pp. 1484-1486.
- [44] Thomas A. Strasser, T. Erdogan, Alice E. White, V. Mizrahi and Paul J. Lemaire, « Ultraviolet laser fabrication of strong, nearly polarization-independent Bragg reflectors in germanium-doped silica waveguides on silica substrates », Appl. Phys. Lett., 65 (26), 26 December 1994, pp.3308-3310.
- [45] H. Poignant, « Photoinscription de réseaux de Bragg à 257 nm et 244 nm / comparaison des cinétiques d'inscription et des pertes associées aux modes de gaine », Rapport interne CNET, 26 aout 1996.





# **CHAPITRE II : COMPENSATION DE LA DISPERSION CHROMATIQUE A L'AIDE DE RESEAUX DE BRAGG.**

## **PLAN:**

<b>2.1. INTRODUCTION :</b>	<b>59</b>
<b>2.2. DISPERSION CHROMATIQUE DANS LES FIBRES MONOMODES :</b>	<b>59</b>
<b>2.3. LE RESEAU DE BRAGG POUR LA COMPENSATION DE DISPERSION CHROMATIQUE :</b>	<b>65</b>
2.3.1. PRINCIPE DE LA COMPENSATION DE LA DISPERSION A L'AIDE DE RESEAUX DE BRAGG	65
2.3.2. MODELISATION DE LA REPOSE SPECTRALE ET TEMPORELLE DE RESEAUX A PAS EFFECTIF VARIABLE	69
2.3.3. REALISATION DE RESEAUX A PAS EFFECTIF VARIABLE	75
2.3.3.1. <i>Ecriture de réseaux à pas effectif variable le long de l'axe de la fibre.</i>	75
2.3.3.2. <i>Modification du pas effectif après l'inscription.</i>	76
2.3.3.2.1. <i>Réalisation d'un gradient de température</i>	76
2.3.3.2.2. <i>Modification du pas effectif par contrainte</i>	77
2.3.3.3. <i>Modification du pas effectif par modification des paramètres géométriques de la fibre.</i>	78
<b>2.4. METHODES DE MESURE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE</b>	<b>82</b>
2.4.1. DIVERSES METHODES DE MESURE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE :	82
2.4.1.1. <i>Mesure directe du temps de parcours [19]:</i>	82
2.4.1.2. <i>Mesure de déphasage [20]:</i>	83
2.4.1.3. <i>Mesure interférométrique :</i>	85
2.4.1.4. <i>Mesure de diamètre de mode :</i>	88
2.4.1.5. <i>Tableau comparatif des différentes méthodes :</i>	88
2.4.1.6. <i>Choix d'une méthode de mesure :</i>	89
2.4.2. REALISATION D'UN BANC DE MESURE DE DISPERSION CHROMATIQUE PAR LA METHODE DU DEPHASAGE :	89
2.4.2.1. <i>Description du montage :</i>	89
2.4.2.2. <i>Mesure de la dispersion chromatique des compensateurs à réseaux de Bragg :</i>	91

<b>2.5. APODISATION .....</b>	<b>92</b>
2.5.1. PRINCIPE DE L' APODISATION. ....	92
2.5.2. METHODES UTILISEES POUR REALISER L' APODISATION. ....	94
2.5.3. EFFET DE L' APODISATION SUR LES RESEAUX A PAS VARIABLE, COMPARAISON THEORIE- EXPERIENCE .....	99
2.5.3.1. <i>Cas d'un réseau à spectre non apodisé.</i> .....	99
2.5.3.1.1 Modélisation.....	99
2.5.3.1.2. Expérience.....	103
2.5.3.2. <i>Cas d'un réseau à spectre apodisé.</i> .....	106
2.5.3.3. <i>Comparaison modélisation-expérience dans le cas d'un réseau à spectre apodisé à pas effectif variable.</i> .....	111
2.5.3.3.1 Modélisation.....	111
2.5.3.3.2 Expérience .....	114
<b>2.6. CARACTERISATION DU PROFIL DE MODULATION CREE LORS DE L'INSCRIPTION DES COMPENSATEURS :.....</b>	<b>118</b>
2.6.1. DETECTION DE DEFAUTS DE PHOTOINSCRIPTION. ....	118
2.6.2. CHOIX D'UNE APODISATION EFFICACE. ....	119
2.6.2.1. <i>Apodisation par masquage de faisceau.</i> .....	120
2.6.2.2. <i>Apodisation par variation du temps d'exposition.</i> .....	123
2.6.2.2. <i>Apodisation retenue</i> .....	124
<b>2.7. REALISATION DE RESEAUX CONCATENES :.....</b>	<b>126</b>
2.7.1. MODELISATIONS .....	127
2.7.1.1. <i>Influence de l'accord de phase entre les deux réseaux.</i> .....	127
2.7.1.2. <i>Influence de l'espace sans modulation d'indice introduit entre les réseaux.</i> .....	130
2.7.2. MODE OPERATOIRE .....	132
2.7.2.1. <i>Réalisation d'un dispositif qui permet de contrôler la distance séparant les deux réseaux.</i> .....	133
2.7.2.2. <i>Réalisation d'un compensateur de 9 cm de long.</i> .....	133
2.7.2.3. <i>Caractérisation du compensateur.</i> .....	135
2.7.3. DISCUSSION .....	137
<b>2.8. INTRODUCTION DES COMPENSATEURS DANS DES MESURES SYSTEMES :138</b>	
2.8.1. DESCRIPTION DU BANC DE CARACTERISATION : .....	140
2.8.2. MESURE DE LARGEUR D'IMPULSION : .....	142
2.8.3. MESURE DE LA BANDE UTILE :.....	142

**2.8.4. DETERMINATION DE LA DISTANCE MAXIMUM DE TRANSMISSION .....143**

**2.9. CONCLUSION : .....147**

**REFERENCES: .....149**



## 2.1. Introduction :

Les premières fibres installées sur les réseaux de télécommunications propageaient des radiations dont les longueurs d'onde appartenaient à la fenêtre 1,3  $\mu\text{m}$ . Cette plage spectrale d'utilisation correspond au minimum de dispersion chromatique mais l'atténuation des fibres est de l'ordre de 0,35 à 0,40 dB/km.

Dans la fenêtre 1,5  $\mu\text{m}$ , l'atténuation des fibres en silice est minimale et se situe couramment vers 0,2 dB/km. Les premières fibres propagent désormais des porteuses dont les longueurs d'onde sont situées vers 1,5  $\mu\text{m}$ . Cette région spectrale ne correspond plus au minimum de dispersion chromatique. Cette dispersion peut limiter les performances (débits et distances) des transmissions. Il s'avère donc parfois nécessaire de la compenser. Pour cela plusieurs solutions sont envisageables.

Une première solution, (radicale) consiste à remplacer les fibres déjà installées par des fibres dites « à dispersion décalée ». Il est en effet possible de réaliser des fibres (à gaine multiple) dont la dispersion chromatique est voisine de zéro sur une large plage spectrale entre 1,3 et 1,6  $\mu\text{m}$ . Cette solution s'avère très coûteuse.

Une deuxième solution consiste à ajouter en fin de liaison un tronçon de fibre à compensation de dispersion chromatique. Ces fibres sont réalisées en modifiant à la fois le matériau (dopage en Germanium) et le guide (profil d'indice). Elles peuvent compenser jusqu'à 100 ps/(nm.km) mais introduisent une atténuation de l'ordre de 0,4 dB/km à 0,5 dB/km. Cette méthode de compensation a déjà été introduite dans des systèmes. Elle s'avère très efficace mais nécessite l'utilisation d'un amplificateur (atténuation élevée) et peut introduire des effets non linéaires.

Une troisième solution que nous allons développer ici est l'utilisation de réseaux de Bragg.

Le chapitre est organisé de la façon suivante. La dispersion chromatique est tout d'abord définie. La compensation de dispersion au moyen de réseaux de Bragg à pas effectif variable fait ensuite l'objet de modélisations puis d'expériences. Les dispersions chromatiques des réseaux et des fibres sont caractérisées à l'aide d'un banc de mesure.

## 2.2. Dispersion chromatique dans les fibres monomodes :

Considérons une impulsion lumineuse d'amplitude  $U(z,t)$  de pulsation  $\omega_0$  se propageant dans un composant caractérisé par une fonction de transfert  $T$ .  $T$  se met sous la forme (2.1).

$$T = T(\omega) e^{i\phi(\omega)} \quad (2.1)$$

Le spectre de l'impulsion se calcule par transformation de Fourier de  $U(z,t)$ .

Le champ électrique de cette impulsion peut être donné sous la forme :

$$E(z,t) = \frac{1}{2}(U(z,t) e^{i\omega_0 t - i\beta_0 z} + cc) \quad (2.2)$$

Les équations (2.1) et (2.2) permettent de relier la phase  $\phi_0 = \phi(\omega_0)$  à une durée  $t$  de propagation par la relation :

$$t = \frac{\phi_0}{\omega_0} \quad (2.3)$$

L'argument  $\phi_0$  de la fonction de transfert est défini modulo  $2\pi$ .

$$\text{La constante de propagation } \beta_0 \text{ vérifie la relation : } \frac{c}{n_{eff}} = \frac{\omega_0}{\beta_0} \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une radiation non monochromatique une des composantes chromatiques du champ résultant peut s'écrire sous la forme :

$$E_{(\Delta\omega, \Delta\beta)}(z,t) = U_{(\Delta\omega, \Delta\beta)}(z,t) e^{i(\omega_0 + \Delta\omega)t - i(\beta_0 + \Delta\beta)z} \quad (2.5)$$

Dans l'hypothèse où la déformation de l'impulsion engendrée par la propagation peut être négligée, on peut définir une vitesse de groupe  $v_g$  et un temps de propagation  $\tau$  tels que les différentes composantes de la radiation (enveloppe de l'impulsion) se propagent à la même vitesse. On obtient alors les relations (2.6).

$$\begin{cases} \frac{\omega_0}{\beta_0} + \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta} = \frac{\omega_0}{\beta_0} = v_g \\ \frac{\phi_0}{\omega_0} + \frac{\Delta\phi}{\Delta\omega} = \frac{\phi_0}{\omega_0} = \tau \end{cases} \quad (2.6)$$

La résolution des deux équations (2.6) donne les relations :

$$\begin{cases} \frac{\omega_0}{\beta_0} = \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta} \\ \frac{\phi_0}{\omega_0} = \frac{\Delta\phi}{\Delta\omega} \end{cases} \quad (2.7)$$

La vitesse de groupe et le temps de propagation de l'enveloppe de  $U(z,t)$  (dont la forme est supposée conservée) sont donc respectivement définis par les relations :

$$\begin{cases} v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \\ \tau = \frac{d\phi}{d\omega} \end{cases} \quad (2.8)$$

Le temps de propagation  $\tau$  ainsi défini s'affranchit l'indétermination sur la valeur de la phase qui est définie modulo  $2\pi$ .

L'indice effectif  $n_{eff}$  du mode considéré peut s'écrire :

$$\beta = n_{eff} \frac{\omega}{c} \quad (2.9)$$

L'indice de groupe  $n_{gr}$  est défini par la relation :

$$n_{gr} = \frac{c}{v_g} \quad (2.10)$$

A partir des expressions (2.9) et (2.10), l'indice de groupe s'écrit :

$$n_{gr} = n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \quad (2.11)$$

La dépendance en fréquence de la vitesse de groupe conduit à un élargissement de l'impulsion au cours de la propagation. Mathématiquement, les effets de la dispersion d'une fibre sont pris en compte en effectuant un développement de Taylor de la constante de propagation autour de la pulsation  $\omega_0$  de la porteuse dans laquelle l'impulsion est découpée :



$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \varepsilon \quad (2.12)$$

$$\text{où } \beta_0 = \beta(\omega_0) \quad (2.13)$$

$$\text{et } \beta_1 = \frac{1}{c} \left[ n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \right] = \frac{n_{gr}}{c} = \frac{1}{v_g} \quad (2.14)$$

$$\text{et } \beta_2 = \frac{1}{c} \left[ 2 \frac{dn_{eff}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \right] \quad (2.15)$$

Le paramètre  $\beta_2$  ( $s^2.m^{-1}$ ) est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Envisageons

par exemple une impulsion gaussienne qui se propage dans une fibre :  $U(0, T) = e^{-\frac{T^2}{2T_0^2}}$  (2.16)

Dans la relation (2.16),  $2T_0$  est la largeur à mi hauteur de l'impulsion (à 1/e de l'intensité).

La largeur de l'impulsion après propagation sur une distance  $d$  est donnée par la relation (2.17) [1] :

$$\Delta T_{(z=d)} = 2T_0 \sqrt{1 + \left( \frac{d}{L_D} \right)^2} \quad (2.17)$$

$$\text{où } L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.18)$$

$L_D$  est la longueur de dispersion. Elle représente la distance au bout de laquelle l'impulsion s'est élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$ .

L'élargissement spatio-temporel de l'impulsion trouve son origine dans le fait que le spectre de phase de l'impulsion est modifié par la propagation. La pulsation instantanée diffère de  $\omega_0$  le long de l'impulsion. Dans le cas considéré d'impulsions qui se propagent dans la fenêtre  $1,5 \mu m$ ,  $\beta_2$  est négatif. De ce fait, la pulsation instantanée décroît linéairement (« chirp » positif). On peut dire de façon imagée que les composantes spectrales bleues du spectre de l'impulsion se propagent plus vite que les rouges. G. P. Agrawal [1] a montré que

le spectre en amplitude des impulsions n'est pas modifié. Le spectre de phase quant à lui subit une modification (élargissement) due au chirp linéaire.

Dans les systèmes de télécommunication, la dispersion chromatique est souvent exprimée par la relation :

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = - \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \beta_2 \quad (2.19)$$

D est appelé paramètre de dispersion chromatique et s'exprime en ps/(nm.km). La dispersion chromatique d'une fibre à saut d'indice de diamètre de coeur  $2a$  peut s'exprimer sous la forme [2] :

$$D = \underbrace{-\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_s}{d\lambda^2}}_A - \underbrace{\frac{\Delta n}{c\lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2}}_B + \underbrace{\left( \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_s}{d\lambda^2} - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_c}{d\lambda^2} \right) \frac{b + \frac{d(Vb)}{dV}}{2} + \frac{1}{cn_g} \frac{d(n_g \Delta n)}{d\lambda} \left[ V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} + \frac{d(Vb)}{dV} - b \right]}_C \quad (2.20)$$

Dans l'expression (2.20),  $n_c$  et  $n_g$  désignent respectivement l'indice du coeur et celui de la gaine,  $\Delta n = n_c - n_g$  est le saut d'indice,  $V$  la fréquence normalisée du mode et  $b$  le rayon de la gaine optique.

La dispersion  $D$  est la résultante de quatre termes. Le premier (A) traduit la contribution de la dispersion du matériau, le deuxième (B) correspond à la dispersion modale et les deux derniers termes (C) sont une combinaison des deux contributions précédentes.

La dispersion du matériau provient de la dépendance en pulsation  $\omega$  de l'indice de réfraction. Cette dispersion se traduit par une variation de l'indice de réfraction  $n$  de la silice et de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. L'indice de groupe de la silice peut être écrit sous la forme :  $n_{grs} = n + \omega \frac{dn}{d\omega}$  (1.21).

Les variations de  $n$  et  $n_{grs}$  sont représentées en fonction de  $\lambda$  sur la figure II-1 [2]. L'indice de groupe est dans ce cas constant autour de  $1,3 \mu\text{m}$ .

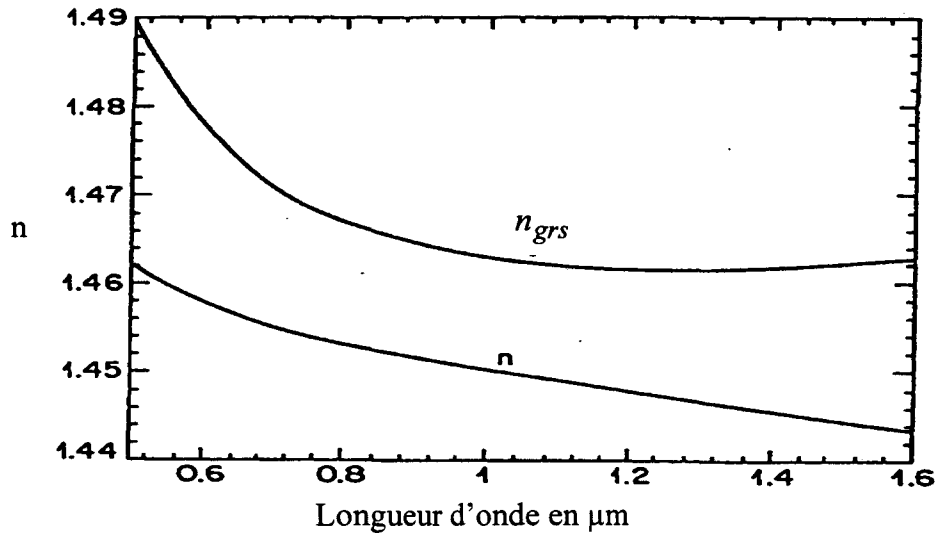


Figure II.1

*Variation de l'indice de réfraction  $n$  et de l'indice de groupe  $n_{grs}$  pour la silice avec la longueur d'onde*

La deuxième contribution (B) au paramètre D provient de la dispersion due au guide, elle est appelée dispersion modale. Son origine s'explique par la dépendance du paramètre V de la fibre (fréquence normalisée) en la longueur d'onde  $\lambda$ . L'indice effectif du mode LP01 est alors fonction de la longueur d'onde d'où l'apparition d'une dispersion chromatique.

La dispersion totale D est tracée sur la figure II-2 [2]. On remarque le zéro de dispersion chromatique situé dans la fenêtre 1,3  $\mu\text{m}$ . Autour de la longueur d'onde 1,5  $\mu\text{m}$ , la dispersion est de l'ordre de 17 ps/(nm.km). Il est donc nécessaire, afin d'augmenter le débit d'une liaison, d'annuler ou de réduire la dispersion lorsque l'on cherche à réaliser une liaison à haut débit (> 2 Gbit/s) sur une longue distance.

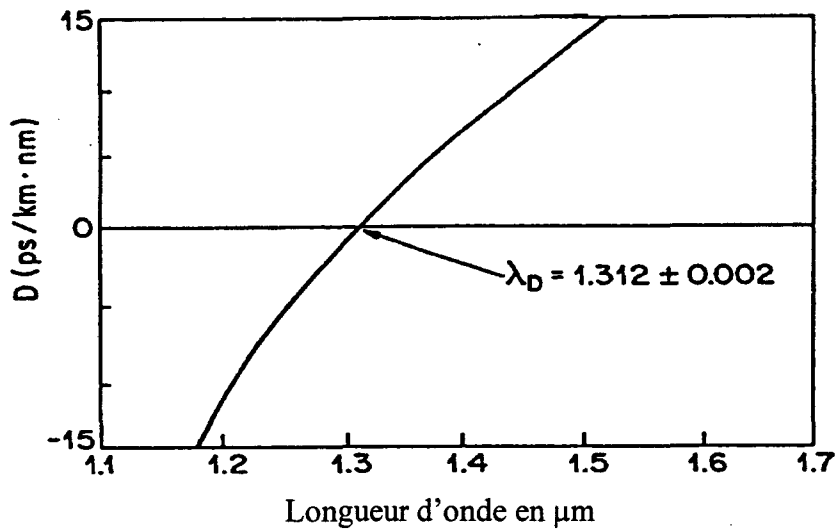


Figure II.2

*Variation mesurée de la dispersion chromatique  $D$  avec la longueur d'onde pour une fibre monomode (le zéro de dispersion est obtenu pour  $\lambda = 1.312 \mu\text{m}$ )*

### 2.3. Le réseau de Bragg pour la compensation de dispersion chromatique :

Après avoir rappelé quelques notions de base sur la dispersion chromatique qui intervient lorsque des impulsions de courte durée se propagent dans une fibre optique, nous présentons le principe de la compensation de cette dispersion à l'aide de réseaux de Bragg. Nous nous intéressons à la compensation de la dispersion d'ordre 2 (terme en  $\beta_2$ ) qui provoque une variation linéaire du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. Nous introduisons la notion de réseaux à profil d'indice pseudosinusoidal. L'objectif poursuivi consiste à déterminer les caractéristiques que doit posséder un réseau pour compenser une dispersion donnée.

#### 2.3.1. Principe de la compensation de la dispersion à l'aide de réseaux de Bragg

La fibre dispersive G652 du réseau télécom possède une dispersion positive ( $D$ ) de l'ordre de 17 ps/(nm.km). En conséquence, des réseaux présentant une dispersion linéaire négative peuvent être utilisés pour compenser partiellement cette dispersion. Nous nous proposons de réaliser des compensateurs présentant une dispersion linéaire négative inférieure à - 800 ps/nm autorisant une propagation minimale d'environ 40 km. Les compensateurs réalisés, doivent permettre une transmission optique à un débit de 10 Gbit/s, pour cela la

courbe de retard introduite par le réseau ne doit pas posséder des oscillations dont l'amplitude est supérieure à environ 30 ps. La largeur spectrale des réseaux (largeur dans laquelle le facteur de réflexion est constant) doit être supérieure à 0,3 nm autorisant une légère dérive thermique de la longueur d'onde des sources optiques utilisées pour la transmission.

Le principe simplifié de la compensation consiste à retarder les courtes longueurs d'onde du spectre de l'impulsion en référence aux grandes longueurs d'onde. Pour atteindre cet objectif, un réseau de Bragg particulier va être utilisé en réflexion. Un réseau de facteur de réflexion voisin de  $R_{max}$  sur une largeur spectrale  $\Delta\lambda$  est réalisé de façon à ce que son pas effectif  $\Lambda_{eff}(z)$  suive une loi de décroissance linéaire le long de l'axe de la fibre. Ainsi la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B(z)$  décroît linéairement en fonction de  $z$  si bien que les différentes composantes spectrales de l'impulsion ne sont pas réfléchies aux mêmes endroits dans le réseau.

Le pas effectif est défini par la relation :

$$\Lambda_{eff}(z) = n_{eff}(z) \Lambda(z) \quad (2.22)$$

$$\text{Soit } \lambda_B(z) = 2\Lambda_{eff}(z) \quad (2.23)$$

La variation de la longueur d'onde de Bragg est définie à partir des relations (2.22) et (2.23) par l'expression suivante :

$$\Delta\lambda_B = \lambda_{BC} \frac{\Delta\Lambda_{eff}}{\Lambda_{eff}} \quad (2.24)$$

Dans la relation (2.24),  $\Delta\Lambda_{eff}$  est la variation totale du pas effectif du réseau et  $\lambda_{BC}$  la longueur d'onde de Bragg centrale du réseau.

Le schéma de la figure II.3 donne le principe simplifié de la compensation.

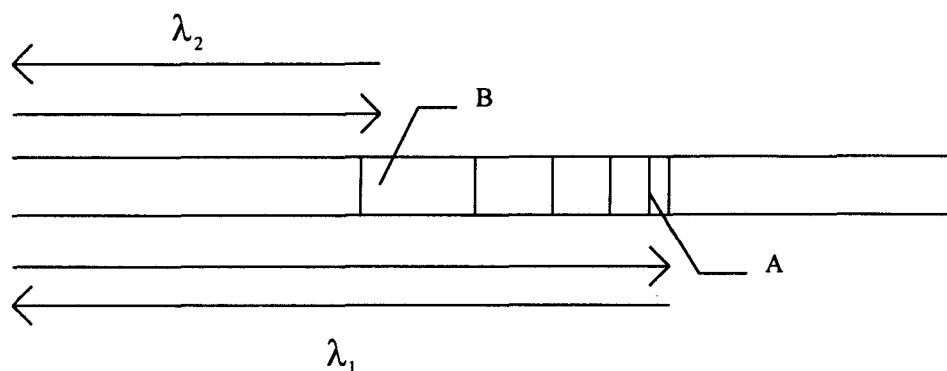


Figure II.3

*Principe de compensation à l'aide d'un réseau de Bragg*

Le coeur d'une fibre dans laquelle un réseau de Bragg à pas variable a été inscrit y est représenté. Les différentes composantes spectrales du signal incident ne sont pas réfléchies au même endroit dans le réseau. En effet, les composantes de courtes longueurs d'onde ( $\lambda_1$ ) sont réfléchies là où le pas effectif du réseau est le plus petit (point A) et celles de grandes longueurs ( $\lambda_2$ ) d'onde sont réfléchies là où le pas est le plus grand (point B). Le réseau a ainsi augmenté le chemin optique de la longueur d'onde  $\lambda_1$  d'une quantité égale à  $2 n_{eff} AB$ .

La dispersion des réseaux peut se définir par la relation :

$$D(ps/nm) = \frac{2nL}{c} \frac{1}{\Delta\lambda} \quad (2.25)$$

Dans l'expression (2.25),  $L$ ,  $n$ ,  $c$ ,  $\Delta\lambda$  sont respectivement la longueur du réseau, l'indice effectif moyen de la fibre, la célérité et la largeur spectrale du réseau.  $\Delta\lambda$  dépend de la valeur de  $\Delta\lambda_B$ . En effet en première approximation, nous pouvons exprimer la largeur du réseau à pas effectif variable par la relation :

$$\Delta\lambda \cong \Delta\lambda_B + \Delta\lambda_i \quad (2.26)$$

Dans la relation (2.26),  $\Delta\lambda_i$  est la largeur du réseau à pas effectif constant (« largeur naturelle »).

La relation (2.25) met en évidence la relation de proportionnalité qui existe entre la dispersion et la longueur du réseau. La méthode d'inscription par masque de phase s'avère donc être la plus judicieuse car elle permet d'obtenir les réseaux les plus longs et donc les compensateurs les plus performants.

Il est intéressant de montrer compte tenu de l'ordre de grandeur des puissances optiques utilisées et des caractéristiques des réseaux que les effets non linéaires susceptibles d'intervenir lors de l'utilisation des réseaux sont négligeables. En effet, une nonlinéarité du réseau de Bragg peut engendrer par exemple une variation de la longueur d'onde du réseau par modification d'indice (effet Kerr). B. J. Eggleton et al [3] ont montré que dans un réseau de Bragg de longueur 55 mm, l'irradiance optique correspondant au niveau optique à partir duquel des effets non linéaires sont mis en évidence est de l'ordre de  $1 \text{ GW/cm}^2$ . Cela revient à dire que pour une puissance de  $1 \text{ GW/cm}^2$  la longueur de non linéarité (longueur de réseau à partir de laquelle pour une puissance donnée des effets non linéaires sont observés) est égale à 55 mm (longueur du réseau). Dans un modèle simplifié nous pouvons estimer la variation d'indice à partir du terme  $n_2 |E|^2 L$  où  $n_2$  est l'indice non linéaire, E le champ électrique et L la longueur d'interaction. La longueur de non linéarité  $L_{NL}$  vérifie alors la relation (2.27).

$$P_0 L_{NL} = cste \quad (2.27)$$

Dans (2.27),  $P_0$  est la puissance du signal optique se propageant dans la fibre. Pour des puissances courantes de l'ordre de 5 dBm ( $\cong 3 \text{ mW}$  : puissance incidente sur les réseaux de Bragg compensateurs), la longueur d'interaction à partir de laquelle des effets non linéaires sont susceptibles d'être observés est de l'ordre d'une dizaine de km. Cette longueur est très supérieure aux longueurs courantes des réseaux de Bragg (quelques cm).

Le compensateur est utilisé en réflexion. Il est donc nécessaire d'utiliser un composant permettant à la fois d'injecter le signal dans le réseau et d'extraire le signal réfléchi par ce dernier. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser un circulateur. Son principe d'utilisation est schématisé sur la figure (II.4). Le circulateur se compose de trois extrémités : La première (A) permet d'injecter le signal dans le dispositif compensateur, la deuxième (B) permet de recueillir le signal réfléchi par le réseau de Bragg et de l'aiguiller vers l'extrémité (C), sortie du dispositif. Les pertes de ce composant sont de l'ordre de 0,8 dB par passage. Il est caractérisé par une très bonne isolation (supérieure à 40 dB) de la voie B vers A ainsi que de la voie C vers B.

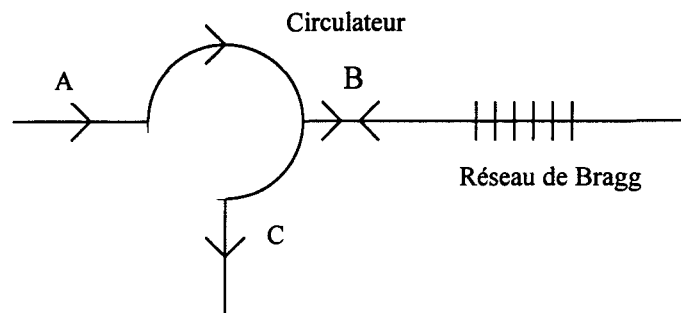


Figure II.4

*Schéma de principe d'un circulateur*

Pour annuler la dispersion qu'introduit une fibre sur une impulsion, il est nécessaire d'ajuster les paramètres du réseau ( $\lambda_B$ ,  $L$ ).

Pour procéder à cette optimisation nous avons effectué une modélisation de la réponse spectrale et temporelle des réseaux à pas effectif variable. Cette modélisation est exposée dans le paragraphe suivant.

### 2.3.2. Modélisation de la réponse spectrale et temporelle de réseaux à pas effectif variable

La méthode de calcul a été développée par Makoto Yamada et Kyohei Sakuda [4]. Selon cette méthode, le réseau est décomposé en réseaux élémentaires de courtes longueurs. La modulation d'indice de chaque réseau élémentaire est supposée périodique. Il est caractérisé par une matrice de transfert élémentaire  $F_i$ . La matrice de transfert  $F$  totale du réseau complet est alors obtenue en multipliant toutes les matrices élémentaires ( $F = \prod_i F_i$ ) et en appliquant une relation d'accord de phase à l'interface des réseaux élémentaires.

Considérons les deux champs copropagatif et contrapropagatif dont les amplitudes complexes  $E_A$  et  $E_B$  sont définies par les relations :

$$\begin{aligned} E_A(z) &= A(z)\exp(-i\beta z) \\ E_B(z) &= B(z)\exp(+i\beta z) \end{aligned} \quad (2.28)$$



Dans la relation (2.28),  $\beta$  est la constante de propagation du mode suivant la direction de propagation  $z$ .

Les équations aux modes couplés se mettent sous la forme des relations (2.29) [4]:

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dz} &= -i\chi \exp\{i(2\Delta\beta z - \phi)\}B \\ \frac{dB}{dz} &= +i\chi \exp\{-i(2\Delta\beta z - \phi)\}A\end{aligned}\quad (2.29)$$

$z$  désigne l'abscisse du réseau,  $\phi$  désigne la phase du réseau à l'origine ( $z=0$ ),  $\Delta\beta$  représente le terme de désaccord de phase, il se déduit de la relation :  $\Delta\beta = \beta - \beta_B = \beta \pm \frac{\pi}{\Lambda}$ .  $\chi$  représente le coefficient de couplage, il est donné par la relation (2.30) :

$$\chi = \pi \frac{\Delta n}{\lambda_B} \eta \quad (2.30)$$

$\Delta n$  désigne l'amplitude de la modulation d'indice photoinduite supposée sinusoïdale le long de  $oz$ ,  $\eta$  le facteur de recouvrement entre le mode LP01 et la section de la fibre sur laquelle la variation d'indice a été réalisée. Dans le cas d'un réseau périodique,  $\chi$ ,  $\phi$ ,  $\Delta\beta$  sont indépendants de  $z$ . Les solutions du système d'équations (2.29) sont données par les relations (2.31) [5] :

$$\begin{aligned}E_A(z) &= [c_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp(-i\beta z) \\ E_B(z) &= \left\{ \exp\left[\frac{-i(2\Delta\beta z - \phi)}{\chi}\right] \right\} [c_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp(+i\beta z)\end{aligned}\quad (2.31)$$

Dans l'expression (2.31),  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes arbitraires,  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  sont données par :

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= i\Delta\beta - \gamma \\ \Gamma_2 &= i\Delta\beta + \gamma\end{aligned}\quad (2.32)$$

et  $\gamma$  par :

$$\gamma^2 = \chi^2 - (\Delta\beta)^2 \quad (2.33)$$

Après propagation dans un réseau de longueur  $L$ , on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{pmatrix} = (F) \begin{pmatrix} E_A(L) \\ E_B(L) \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Les éléments de la matrice  $F$  s'expriment en fonction des paramètres  $\gamma$ ,  $L$ ,  $\Delta\beta$  et  $\beta_B = \beta(\lambda_B)$  à l'aide des relations (2.35) [5] :

$$\begin{aligned} F_{11} &= \left[ \cosh(\gamma L) + i\Delta\beta L \frac{\sinh(\gamma L)}{\gamma L} \right] \exp(i\beta_B L) \\ F_{12} &= i\chi L \sinh(\gamma L) \frac{\exp[-i(\beta_B L + \phi)]}{\gamma L} \\ F_{21} &= -i\chi L \sinh(\gamma L) \frac{\exp[+i(\beta_B L + \phi)]}{\gamma L} \\ F_{22} &= \left[ \cosh(\gamma L) - i\Delta\beta L \frac{\sinh(\gamma L)}{\gamma L} \right] \exp(-i\beta_B L) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Dans le cas de réseaux à pas effectif variable, le réseau est divisé en  $N$  segments (réseaux élémentaires) à pas effectif constant  $\Lambda_j$  ( $j=1$  à  $n$ ). La perturbation créant le couplage est de la forme  $\Delta n_j \cos\left(\frac{2\Pi}{\Lambda_j} + \Phi_j\right)$ . Dans cette expression,  $\Phi_j$  représente la phase du réseau constante sur la longueur du réseau élémentaire  $L_j$ .  $\Phi_j$  satisfait la condition (2-36) d'accord de phase à l'interface entre chaque réseau :

$$\Phi_j = \Phi_{j-1} + \beta_B L_{j-1} \quad (2.36)$$

Le schéma de principe de la décomposition du réseau en  $N$  réseaux élémentaires est représenté sur la figure II.5.

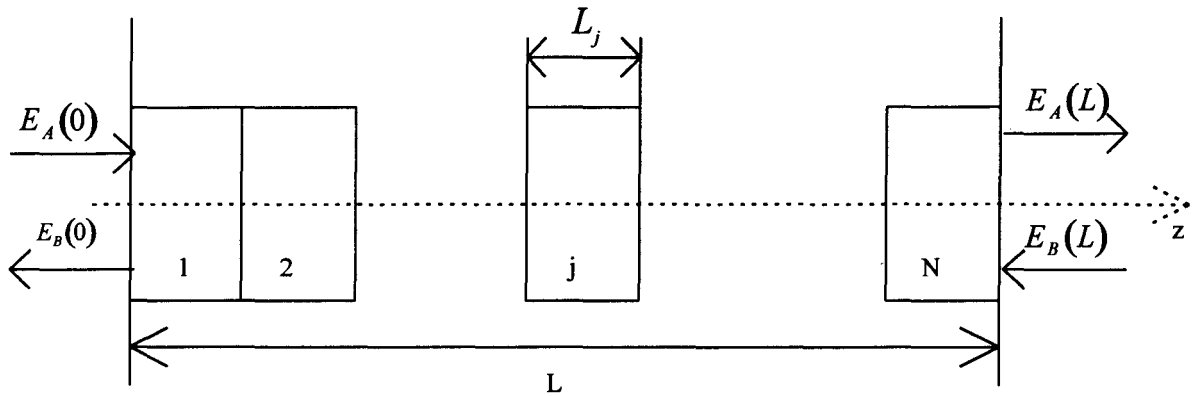


Figure II.5

*Schéma de principe de la décomposition d'un réseau de Bragg en N réseaux élémentaires*

Chaque pas  $\Lambda_j$  du jème réseau élémentaire de longueur  $L_j$  doit vérifier la relation suivante :

$$\Lambda_j \ll L_j$$

Pour chaque réseau de numéro  $j$ , la matrice  $[F_j] = [F(\kappa_j, \Delta\beta_j, L_j, \Phi_j)]$  est calculée. On

obtient alors la matrice du réseau total  $[F] = \prod_{j=1}^N [F_j]$ .

Les coefficients de réflexion et de transmission complexes pour chaque longueur d'onde se déduisent des relations (2.37) :

$$\begin{aligned} r &= \frac{F_{21}}{F_{11}} \\ t &= \frac{1}{F_{11}} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Dans (2.37), les coefficients  $F_{ij}$  représentent les éléments de la matrice  $F$ . Pour déterminer les coefficients de transmission et de réflexion en intensité (respectivement  $R$  et  $T$ ), il suffit de prendre les carrés des modules de  $r$  et  $t$ .

Les coefficients  $r$  et  $t$  peuvent se mettre sous la forme (2.38) :

$$\begin{aligned} r &= r' \exp(i\Phi_r(\omega)) && \text{en réflexion} \\ t &= t' \exp(-i\Phi_t(\omega)) && \text{en transmission} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Le déphasage introduit par la propagation dans le réseau (en transmission ou en réflexion) est donnée par la phase de  $r$  ou  $t$  soit  $\Phi_r$  ou  $\Phi_t$ .

$$\phi_t = -\text{Arc tan}\left(\frac{\text{Im}(t)}{\text{Re}(t)}\right)$$

$$\phi_r = \text{Arc tan}\left(\frac{\text{Im}(r)}{\text{Re}(r)}\right)$$
(2.39)

Les retards introduits par la propagation dans le réseau en transmission ( $t_t$ ) ou en réflexion ( $t_r$ ) sont alors les dérivées des phases (relation 2.8), ils sont définis par les relations (2.40).

$$t_t(\omega) = \frac{d\phi_t}{d\omega}$$
(2.40)

$$t_r(\omega) = \frac{d\phi_r}{d\omega}$$

Soit en fonction de la longueur d'onde :

$$\left\{ \begin{array}{l} t_t(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi_t}{d\lambda} \\ t_r(\lambda) = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi_r}{d\lambda} \end{array} \right.$$
(2.41)

Les figures II.6 et II.7 représentent le calcul des spectres en transmission de deux réseaux de longueur égale à 5 cm ainsi que les retards introduits par la propagation dans ces réseaux (utilisés en réflexion). Le premier cas est celui d'un réseau à pas constant, il possède une chute de transmission égale à - 18 dB. Le deuxième cas est celui d'un réseau à pas effectif variable dont la variation de la longueur d'onde de Bragg est égale à 0.5 nm, il possède également une chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg centrale égale à -18 dB. Ces deux tracés permettent de vérifier l'approximation de la relation 2.26.

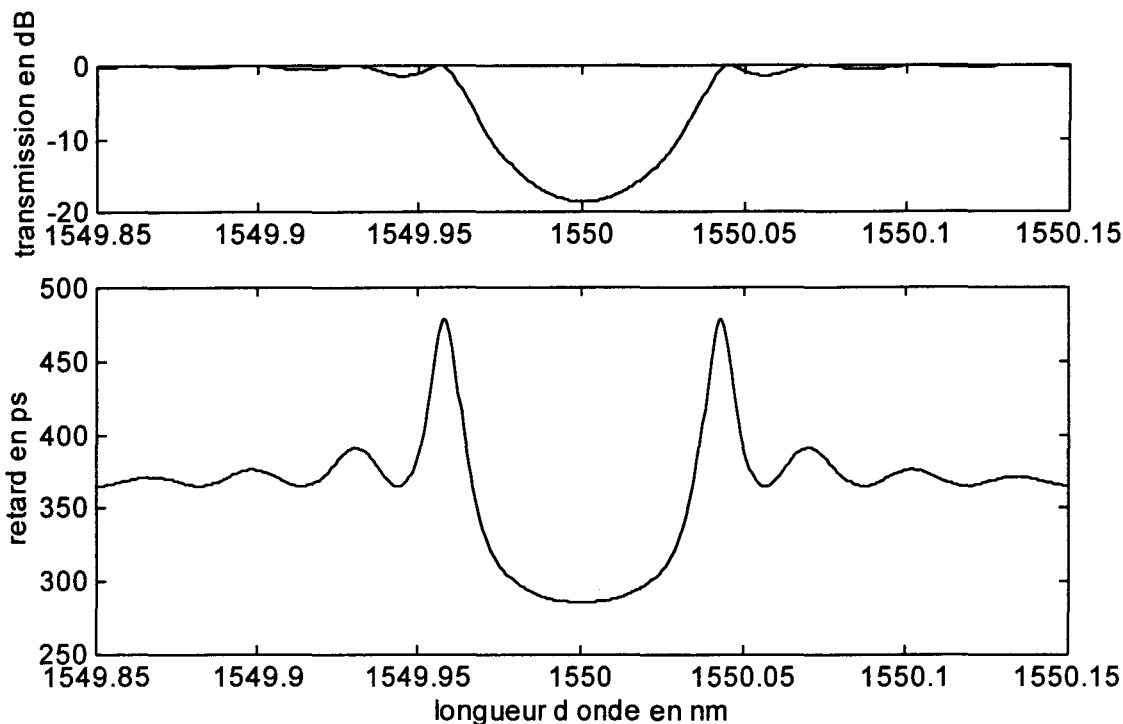


Figure II.6.

*Spectre en transmission calculé et retard théorique introduit par la propagation dans un réseau (utilisé en réflexion) de 5 cm de long à pas constant.*

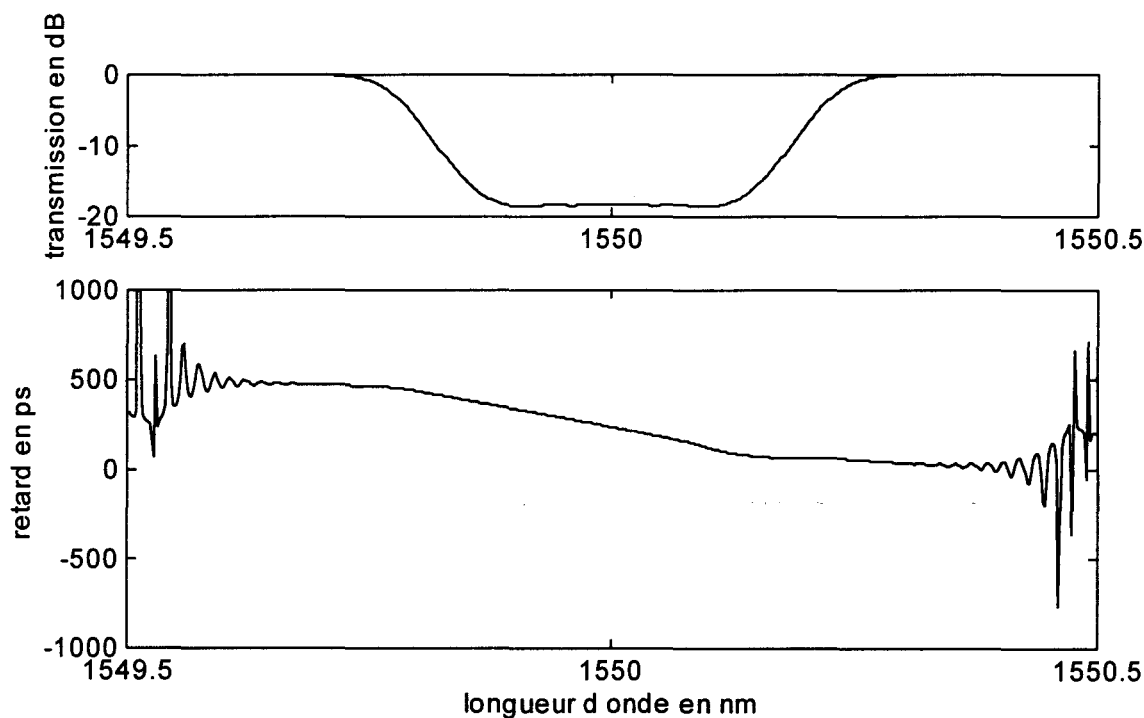


Figure II.7

*Spectre en transmission calculé et retard théorique introduit par la propagation dans un réseau (utilisé en réflexion) de 5 cm de long à pas effectif variable ( $\Delta\lambda_B = 0.5 \text{ nm}$ ).*

Cette modélisation effectuée, les fonctions de transfert  $r$  et  $t$  ainsi que les retards  $t_r$  et  $t_t$  de tous types de réseaux utilisés en transmission ou en réflexion peuvent être déterminés.

D. W. Huang et al [6] ont défini une longueur de pénétration effective  $\Delta L_{eff}(\omega)$  d'une impulsion lumineuse dans un réseau à profil d'indice sinusoïdal par la relation (2.42) :

$$\Delta L_{eff}(\omega) = v_g \frac{t_r(\lambda)}{2} \quad (2.42)$$

Dans (2.42),  $v_g$  désigne la vitesse de groupe de l'impulsion. Cette expression permet de déterminer l'abscisse équivalente du réseau en fonction de la pulsation de la composante spectrale du spectre de l'impulsion.

### 2.3.3. Réalisation de réseaux à pas effectif variable

Le pas effectif du réseau de Bragg a été défini par la relation (2.22) :  $\Lambda_{eff} = n_{eff} \Lambda$ . Le pas  $\Lambda_{eff}$  peut être modifié pendant ou après l'écriture du réseau en modifiant soit le pas physique du réseau  $\Lambda$ , soit l'indice  $n_{eff}$ .

#### 2.3.3.1. Écriture de réseaux à pas effectif variable le long de l'axe de la fibre.

La première solution consiste à écrire directement des réseaux dont le pas est variable le long de Oz. Cette modification peut être obtenue en créant une figure d'interférences d'interfrange non constante sur le coeur de la fibre pendant la fabrication du réseau. Pour cela, un (ou plusieurs) masque de phase à pas variable peut être utilisé [7]. Cette solution nécessite un changement de masque pour modifier la variation du pas. De plus les masques réalisés ne possèdent pas une variation continue du pas. En effet, ces masques sont discrétisés lors de leur fabrication en N masques élémentaires à pas constant ( $N < 80$  pour un masque de 10 cm) [8]. Cette discrétisation ne conduit pas à une variation rigoureusement continue du pas effectif du réseau réalisé.

Une deuxième solution présentée par M. J. Cole et al [9] consiste à déplacer la fibre devant le masque de phase pendant le déplacement du faisceau UV lors de la photoinscription. Ce déplacement relatif de la fibre a pour effet de provoquer une variation régulière de la phase du réseau le long de la fibre. Il en résulte une variation du pas  $\Lambda$  le long du réseau. Il est possible grâce à cette méthode d'obtenir des réseaux à pas variable en faisant varier

régulièrement la vitesse de la fibre au cours du déplacement du faisceau devant le masque de phase (à pas constant). Si  $V_f(z)$  et  $V_s$  sont respectivement la vitesse de déplacement de la fibre et la vitesse de déplacement du faisceau ( $V_f(z) \ll V_s$ ), la variation de la longueur d'onde de Bragg qui résulte du déplacement de la fibre peut se calculer par la relation :

$$\Delta\lambda(z) = \lambda_0 \frac{V_f(z)}{V_s} \quad (2.43)$$

Dans la relation (2.43),  $\lambda_0$  est la longueur d'onde imposée par le masque de phase (fibre immobile).

Cette méthode impose l'utilisation d'un banc de photoinscription par masque de phase avec un déplacement du faisceau UV.

### 2.3.3.2. Modification du pas effectif après l'inscription

#### 2.3.3.2.1. Réalisation d'un gradient de température

Toute modification de la température d'un réseau de Bragg se traduit par un changement de sa longueur d'onde de Bragg. La variation de  $\lambda_B$  en fonction de la température [10] est définie par la relation (2.44) :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = (2(\alpha \Lambda) \bar{n} + 2 \Lambda(\xi \bar{n})) \quad (2.44)$$

Dans la relation (2.44),  $\Lambda$ ,  $\alpha$ ,  $\xi$ ,  $\bar{n}$ ,  $\Delta\lambda_B$ ,  $\Delta T$  représentent respectivement la période du réseau, le coefficient de dilatation de la fibre, le coefficient thermo-optique de la silice dopée par du germanium, l'indice effectif moyen de la fibre, la variation de longueur d'onde de Bragg et la variation de température.  $\alpha$  est de l'ordre de  $0.5 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $\xi$  de l'ordre de  $7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  pour la silice. Le rapport  $\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T}$  est de l'ordre de  $10^{-2} \text{ nm/K}$  pour des réseaux dont la longueur d'onde de Bragg se situe autour de 1550 nm. Comme  $\lambda_B$  varie linéairement avec la température, un gradient de température spatial constant le long du réseau engendre une variation linéaire du pas du réseau.

### 2.3.3.2.2. Modification du pas effectif par contrainte

La longueur d'onde de Bragg se déduit de la relation  $\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda$ . Une variation du pas effectif peut être introduite en modifiant soit  $\Lambda$ , soit  $n_{eff}$  ou les deux. Par exemple, une contrainte axiale appliquée augmente le pas physique  $\Lambda$  et modifie l'indice effectif par effet photo-élastique. Lorsqu'une tension est appliquée aux deux extrémités du réseau, la contrainte axiale résultante est constante le long de la fibre. Il en résulte une augmentation de la longueur d'onde de Bragg du réseau sans modification de la largeur spectrale du réseau.

Si un gradient de contrainte axiale est appliqué sur la fibre [11], le pas effectif du réseau change le long de son axe. La longueur d'onde de Bragg locale du réseau est alors fonction de la position du point considéré le long du réseau. Le schéma de principe d'une telle expérience est représenté sur la figure II.8.

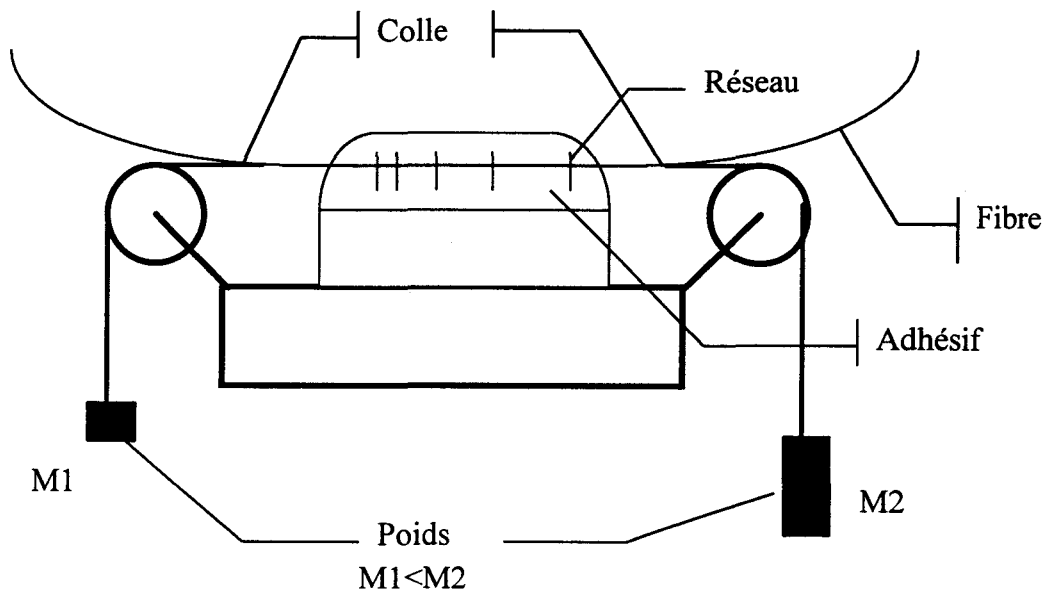


Figure II.8

*Principe du gradient de contrainte proposé par P. C. Hill et al [11]*

Le réseau de Bragg est fixé au moyen d'un adhésif sur un support. La tension est appliquée en collant des ficelles aux deux extrémités de la fibre. La colle est répandue le long du réseau. Chaque ficelle supporte une masse différente. La colle employée (à base de silicone) relâche progressivement la tension appliquée le long du réseau.

Différents montages peuvent être utilisés pour engendrer un gradient de contrainte par exemple un réseau fixé sur une poutre (en matière plastique) sous contraintes. Cette méthode est présentée par K. O. Hill et al [12]. Le montage est présenté sur la figure II.9.



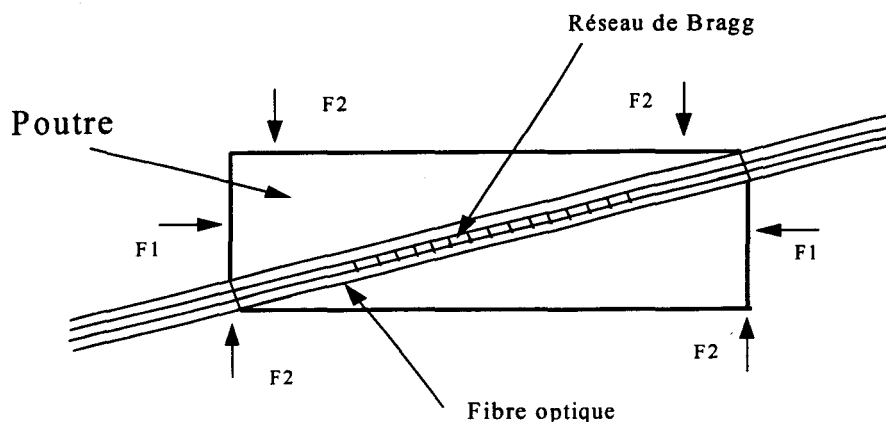


Figure II.9.

*Schéma de principe du montage de K. O. Hill*

La fibre est placée dans une poutre qui subit différentes contraintes. Une force F1 est appliquée symétriquement aux deux extrémités de la poutre. Quatre forces F2 (de même intensité) sont appliquées perpendiculairement au plan de la poutre. Ce montage permet de faire varier linéairement le pas du réseau et donc de l'élargir spectralement. Cet élargissement peut être contrôlé en modifiant l'intensité des forces F2.

La variation du pas du réseau peut aussi être obtenue à l'aide d'empilements piezo-électriques. Cette méthode est proposée par M. M. Ohm et al [13]. Un réseau de Bragg de 4,5 cm de long est placé dans un empilement piézo-électrique de 4,5 cm de long. Cet empilement est constitué d'une série de 21 cylindres piézo-céramiques. Ces segments comportant chacun une paire d'électrodes sont reliés entre eux pour former l'empilement. Chaque segment piézo-céramique d'épaisseur 1,4 mm est placé entre deux segments isolants d'épaisseur 0,56 mm. Ces éléments peuvent être contrôlés individuellement. Ils créent une elongation de la fibre suivant son axe créant ainsi une variation du pas effectif du réseau.

### **2.3.3.3. Modification du pas effectif par modification des paramètres géométriques de la fibre.**

Une solution pour créer un pas effectif variable le long de la fibre consiste à faire évoluer l'indice effectif du mode sur la longueur du réseau. Ce résultat peut être obtenu en utilisant une fibre dont le diamètre évolue continûment le long de son axe (fibre conique). En effet, l'indice effectif est fonction du diamètre de la fibre. Il s'agit donc d'inscrire un réseau sur une partie conique de la fibre. La figure II.10 présente le schéma de principe du composant.

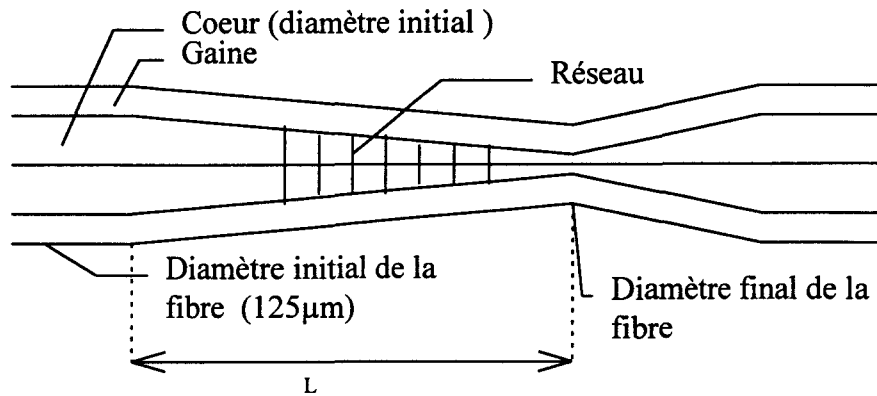


Figure II.10

*Schéma de principe d'un réseau inscrit sur une fibre conique*

La figure II.11 représente le résultat d'un calcul de la variation d'indice effectif dans le cas d'une fibre conique dont le diamètre extérieur varie linéairement de 125  $\mu\text{m}$  à 70  $\mu\text{m}$ . La variation du diamètre du cœur de la fibre se fait de façon homothétique à celle du diamètre du cœur.

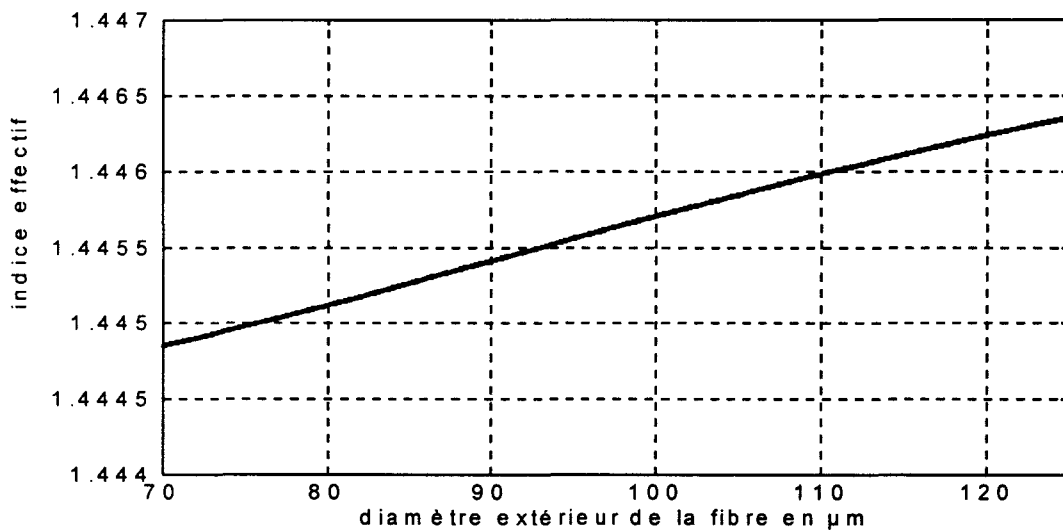


Figure II.11

*Evolution calculée de l'indice effectif du mode à 1.55  $\mu\text{m}$  en fonction du diamètre de la fibre*

Ces calculs ont été effectués dans le cas d'une fibre standard télécom type SMF 28 (caractéristiques données en annexe I) par l'approximation de Rudolph et Neumann [14] (voir annexe II).

Plusieurs méthodes permettent de réaliser ces fibres coniques. L'une d'entre elles consiste à procéder à une attaque chimique [15] où la fibre est déplacée avec une vitesse variable dans un bain contenant du trichloroéthylène et du decahydronaphtalène. Cette méthode ne permet pas un très bon contrôle du profil des fibres, de plus l'attaque chimique n'atteint pas le cœur de la fibre. De ce fait, seules les contraintes internes subies par le cœur de la fibre font varier le pas effectif du réseau. Nous avons choisi au CNET d'utiliser la méthode de fusion étirage [16,17].

Pour obtenir les deux parties coniques représentées sur la figure II.8, la fibre est chauffée localement et est simultanément déplacée devant un laser CO<sub>2</sub>. Le schéma de principe est illustré par la figure II.12. De cette manière, le diamètre de la fibre et le diamètre du cœur sont réduits selon une loi homothétique.

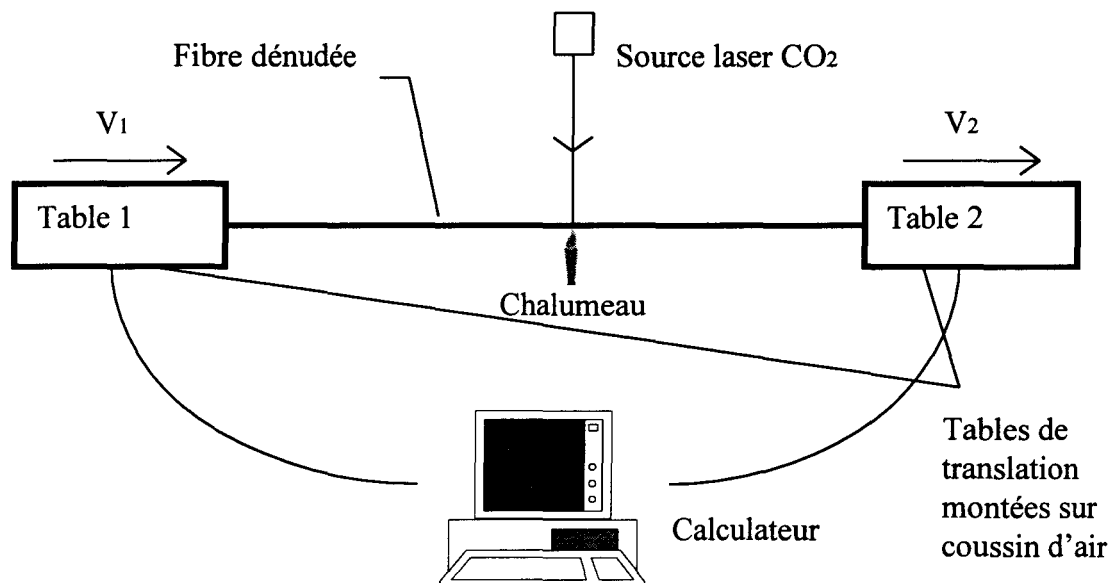


Figure II.12

*Principe de l'étirage de fibre par fusion étirage*

Chacune des extrémités de la fibre est fixée sur une table de translation montée sur coussin d'air. Ainsi la fibre est déplacée devant la flamme d'un chalumeau (élevant la température de la fibre) et devant un faisceau émis par un laser CO<sub>2</sub> (permettant de faire varier localement la viscosité de la fibre). Le chalumeau permet d'éviter d'avoir un gradient de température trop important entre la zone chauffée par le faisceau laser et la zone non chauffée. Les deux tables de translation pilotées par un ordinateur se déplacent dans le même sens à vitesses différentes. La réalisation d'une différence de vitesses  $V_1-V_2$  variable permet la création du cône. La vitesse moyenne de déplacement de la fibre devant le laser est de l'ordre de 5 mm/s.

Le cône de sortie de la fibre est réalisé en inversant la différence de vitesse devant le point chaud. Cette méthode développée par L. Rivoallan au CNET permet la réalisation de tous types de profil, le calculateur contrôlant précisément le déplacement des deux tables. Une variation rigoureusement linéaire de l'indice effectif en fonction du diamètre de la fibre peut être obtenue. Ce dispositif a fait l'objet d'un brevet. La présentation de réseaux inscrits sur des fibres à profil conique est développée dans la suite du chapitre.

Le tableau 1 résume les différentes façons de rendre variable le pas effectif.

Méthode de variation du pas effectif du réseau	Avantages	Inconvénients
Masque de phase à pas variable	Très bonne reproductibilité	- Longueur d'onde de Bragg non accordable ⇒ Coût élevé - Variation du pas non continue (« step chirped phase mask »)
Déplacement de la fibre devant le masque de phase	- Utilisation d'un masque de phase standard - Bon contrôle des variations de pas effectif	Méthode utilisable seulement pour un banc de photoinscription par masque de phase avec une translation du faisceau
Gradient de température	Longueur d'onde de Bragg accordable	Variation de la longueur d'onde de Bragg restreinte (0,01 nm/K)
Gradient de contrainte	Longueur d'onde de Bragg accordable	Contrôle délicat de la pente
Fibre étirée par attaque chimique		Contrôle délicat de la pente
Fibre étirée par fusion étirage	Très bon contrôle des profils	Variation du diamètre extérieur limitée (jusqu'à 60 $\mu\text{m}$ )

Tableau 1

*Récapitulatif des différentes façons de modifier le pas effectif*

## 2.4. METHODES DE MESURE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE

Après avoir défini la notion de dispersion chromatique, nous avons montré qu'un réseau de Bragg à pas variable permet de réduire les effets de cette dispersion. Nous nous proposons maintenant de mesurer les caractéristiques de dispersion de ces réseaux. Dans ce paragraphe, nous présentons une étude comparative de diverses méthodes de mesure. Dans la plupart des cas ces méthodes peuvent être employées pour mesurer aussi bien la dispersion chromatique des fibres que celle des réseaux de Bragg.

### 2.4.1. Diverses méthodes de mesure de la dispersion chromatique :

Quatre principales méthodes de mesure de la dispersion chromatique ont été répertoriées [18].

#### 2.4.1.1. Mesure directe du temps de parcours [19]:

Cette méthode consiste à mesurer la durée du parcours d'une impulsion spectralement fine dans un milieu dispersif en fonction de la fréquence centrale de l'impulsion. La connaissance de l'évolution du retard  $\tau$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  du signal permet alors de caractériser la dispersion du milieu par la relation :

$$D(ps / nm) = \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (2.45)$$

Le schéma de l'appareillage de mesure est représenté sur la figure II.13. Une source de longueur d'onde accordable dans la fenêtre 1,5  $\mu m$  émet une radiation continue de faible largeur spectrale (typiquement égale à 0,1 nm). Le faisceau issu de cette source est modulé en amplitude à une fréquence constante (entre 100 MHz et 1 GHz) puis est injecté dans le dispositif à tester. Le signal optique issu du dispositif est détecté par un détecteur rapide (bande passante égale 1 GHz). Un oscilloscope à échantillonnage permet de mesurer directement l'écart temporel entre le signal de référence (commandant la modulation de la source) et le signal transmis par le dispositif sous test. Cet écart est mesuré pour plusieurs valeurs de la longueur d'onde de la source laser.

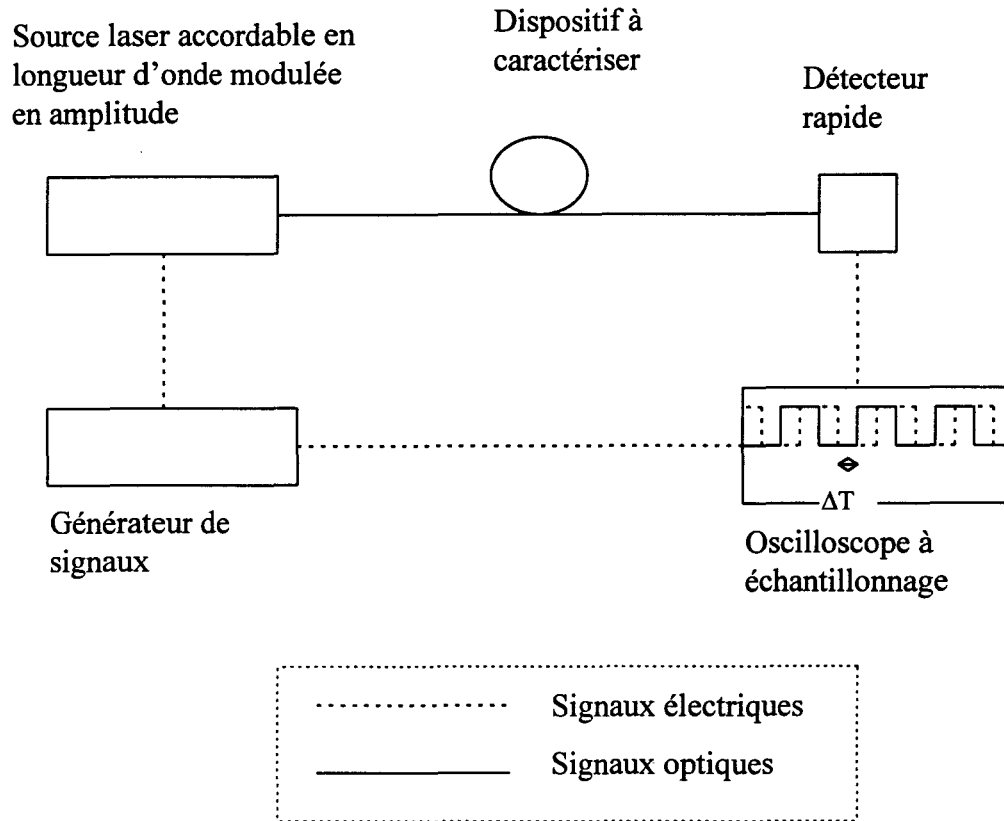


Figure II.13

*Schéma de l'appareillage permettant une mesure directe du temps de parcours*

#### 2.4.1.2. Mesure de déphasage [20]:

Cette méthode consiste à mesurer la différence de phase entre un signal optique spectralement fin modulé sinusoïdalement en amplitude se propageant dans un milieu dispersif et un signal de référence. Ce déphasage est mesuré en fonction de la fréquence centrale de l'impulsion. La mesure de ce déphasage permet de calculer le temps de parcours du signal optique dans le milieu dispersif pour différentes longueurs d'onde de l'impulsion (relation 2.8). La dispersion est calculée à partir de la relation 2.45.

Le schéma de l'appareillage de mesure est représenté sur la figure II.14. Une source de longueur d'onde accordable dans la fenêtre  $1,5 \mu\text{m}$  émet une radiation continue de fine largeur spectrale (0,1 nm). Le faisceau issu de ce laser est modulé en amplitude à une fréquence  $f$  constante (entre 100 MHz et 1 GHz) puis, est injecté dans le dispositif à tester. Un détecteur rapide (bande passante égale à 1 GHz) recueille le signal optique en sortie du dispositif.

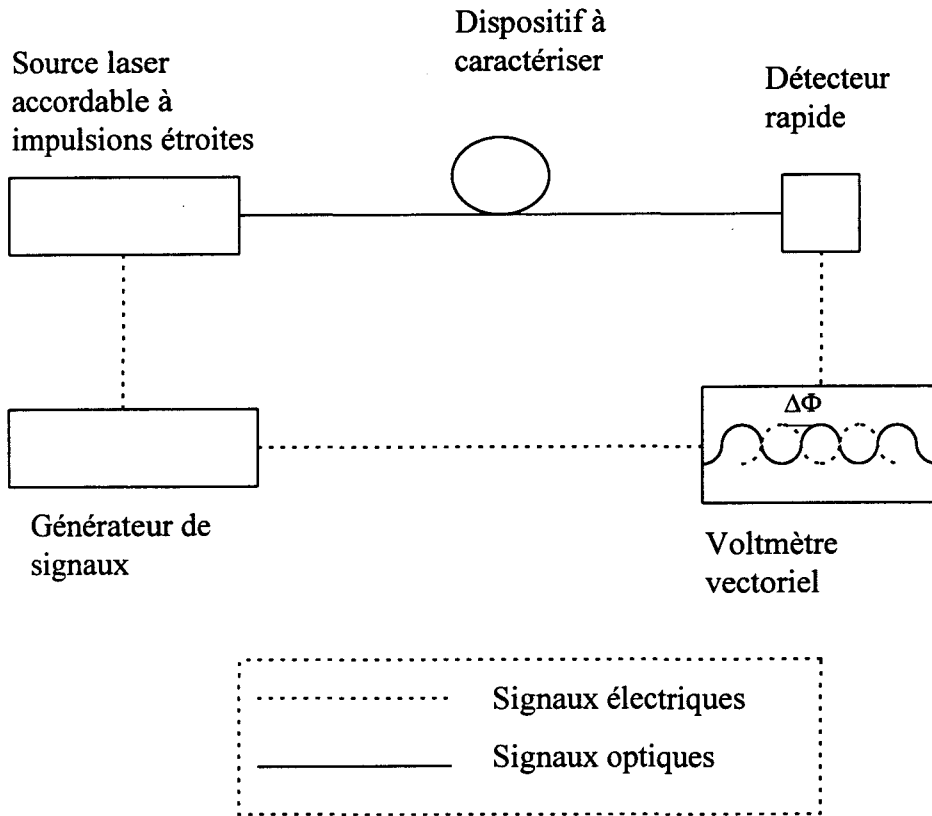


Figure II.14

*Schéma de l'appareillage permettant une mesure de déphasage*

Un voltmètre vectoriel permet de mesurer la différence de phase électrique ( $\Delta\phi = \phi_{RF}$ ) entre le signal électrique de référence (commandant la modulation de la source) et le signal électrique transmis par le détecteur. Le retard  $\Delta\tau$  introduit lors de la propagation de la radiation dans le dispositif sous test est donné par la dérivée de la phase optique du signal  $\phi$  par rapport à la pulsation optique  $\omega$  (relation (2.46))

$$\Delta\tau = \frac{d\phi}{d\omega} \quad (2.46)$$

Nous montrons dans l'annexe III que  $\Delta\tau$  peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta\tau = - \frac{\Delta\phi \text{ (rad)}}{\Omega} \quad (2.47)$$

Dans la relation (2.47),  $\Delta\phi$  est la différence de phase électrique mesurée par le voltmètre vectoriel et  $\Omega$  la pulsation de modulation.

Dans le cas où le déphasage est donné en degrés, la relation devient :

$$\Delta\tau = - \frac{\Delta\phi \text{ (degrés)}}{360 f} \quad (2.48)$$

$f$  = Fréquence de modulation de la source en Hz.

$\Delta\phi$  = Déphasage en degrés.

Le retard  $\Delta\tau$  étant indépendant de la fréquence de modulation, plus la fréquence de modulation sera faible, plus le déphasage  $\Delta\phi$  sera faible. Cette propriété permet de s'affranchir d'un saut de phase éventuel en réduisant la fréquence de modulation de façon à ce que la phase mesurée soit toujours comprise entre 0 et 360 °.

#### 2.4.1.3. Mesure interférométrique :

Le principe de la mesure interférométrique consiste à faire passer le flux lumineux issu d'une source à spectre large (lampe blanche) dans deux voies. L'une des voies comporte le dispositif dispersif pour lequel on se propose de mesurer la dispersion. L'autre voie non dispersive possède une longueur accordable. Les deux flux lumineux sont ensuite recombinaés. Le flux résultant est alors détecté. La longueur de la voie non dispersive est ajustée de façon à recorréler les signaux. La recorrélation des signaux consiste à faire varier la longueur de la voie non dispersive de façon à obtenir une visibilité maximale des franges d'interférences obtenues. Le temps de propagation du flux lumineux dans le milieu dispersif de longueur  $l$  est égal au temps de propagation du flux dans la longueur  $L$  de la voie non dispersive. Le dispositif interférométrique couramment utilisé est un dispositif de type Mach-Zehnder [21-22-23]. Une configuration est représentée sur la figure II.15.



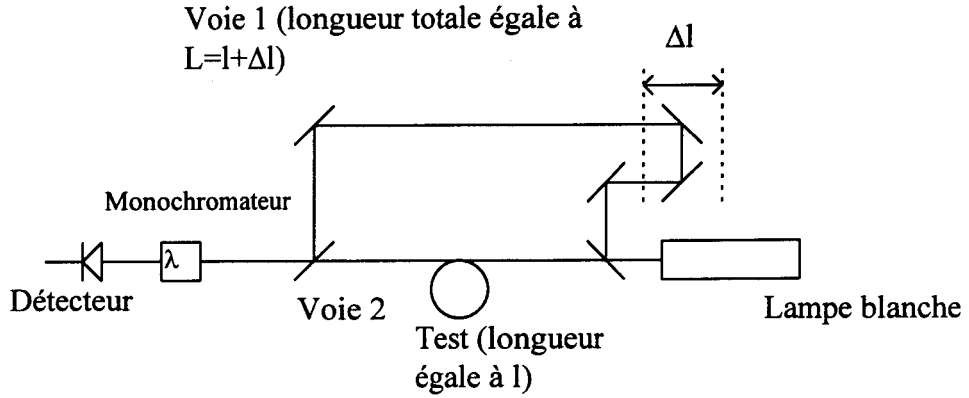


Figure II.15.

*Principe de la mesure interférométrique par équilibrage d'un Mach-Zehnder*

Dans la figure II.15, le faisceau est divisé en deux faisceaux d'égale intensité par l'intermédiaire d'une lame séparatrice. Le premier faisceau se propage dans l'air sur une longueur accordable (voie 1, milieu non dispersif). Le second faisceau est injecté dans le milieu dispositif à caractériser (voie 2). Les faisceaux issus des deux voies sont ensuite recombinaés en un faisceau unique par une lame séparatrice. Un monochromateur permet de filtrer spectralement le faisceau avant détection.

En appelant  $u(t)$  la grandeur électrique instantanée du rayonnement issu de la source blanche, la grandeur électrique du rayonnement en sortie du Mach-Zehnder peut s'écrire sous la forme:

$$U(\Delta\tau) = k_1 u\left(t + \frac{\Delta l n}{c}\right) + k_2 u(t + \Delta\tau) \tag{2.49}$$

Dans la relation (2.49),  $k_1$  et  $k_2$  sont les coefficients de transmission des rayonnements dans la voie 1 et la voie 2,  $\Delta\tau$  est le retard introduit par le milieu dispersif de longueur  $l$  par rapport à une propagation dans un milieu non dispersif de même longueur,  $\Delta l$  la longueur supplémentaire introduite dans la voie 1 de longueur totale  $L$  (telle que  $L = l + \Delta l$ ),  $c$  la célérité et  $n$  l'indice de l'air. L'intensité détectée est la moyenne quadratique du champ résultant. Elle s'exprime par la relation (2.50).

$$I_D(\Delta\tau) = \left\langle \left| k_1 u\left(t + \frac{\Delta l n}{c}\right) + k_2 u(t + \Delta\tau) \right|^2 \right\rangle \tag{2.50}$$

En supposant que les rayonnements issus des deux bras du Mach-Zehnder sont tels que leurs moyennes vérifient le principe de stationnarité (intensités indépendantes du temps  $t$ ),  $I_D(\Delta\tau)$  peut s'exprimer par la relation (2.51).

$$I_D(\Delta\tau) = (k_1^2 + k_2^2)I_0 + 2k_1k_2 \operatorname{Re}\left[\Gamma\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right)\right] \quad (2.51)$$

Dans (2.51)  $I_0$  est définie par la relation (2.52) et  $\Gamma(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c})$  est appelée fonction d'autocorrélation et est définie par la relation (2.53).

$$I_0 = \langle |u(t + \Delta\tau)| \rangle^2 = \left\langle \left| u\left(t + \frac{\Delta l n}{c}\right) \right| \right\rangle^2 \quad (2.52)$$

$$\Gamma\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l c}{n}\right) = \left\langle u\left(t + \Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right) u^*(t) \right\rangle \quad (2.53)$$

De manière plus générale,  $\Gamma(\Delta\tau) = \langle u(t + \Delta\tau) u^*(t) \rangle$

Le degré de cohérence complexe de la radiation résultante est défini par la relation :

$$\gamma\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right) = \frac{\Gamma\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right)}{\Gamma(0)} e^{j\omega\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right) - j\phi_{\left(\Delta\tau - \frac{\Delta l n}{c}\right)}} \quad (2.54)$$

De manière plus générale :  $\gamma(\Delta\tau) = \frac{\Gamma(\Delta\tau)}{\Gamma(0)} e^{j\omega\Delta\tau - j\phi_{\Delta\tau}}$

Dans la relation (2.54),  $\omega$  est la pulsation optique et  $\phi$  la différence de phase entre les deux trains d'ondes

En posant  $h = \Delta\tau - \frac{\Delta l c}{n}$  l'intensité détectée peut alors s'écrire :

$$I_D(\Delta\tau) = 2k^2 I_0 (1 + |\gamma(h)| \cos(\omega h + \phi(h))) \quad (2.55)$$

Dans la relation (2.55),  $k_1$  et  $k_2$  sont considérés égaux à  $k$  (facteurs de transmission identiques dans les deux bras de l'interféromètre).

La visibilité est définie par la relation (2.56)

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.56)$$

La visibilité est maximale pour  $h = 0$ , soit  $\Delta\tau = \frac{\Delta l n}{c}$ . La longueur  $L$  de parcours dans l'air est donc ajustée de façon à ce que les deux faisceaux aient parcouru la même longueur de chemin optique. Cet ajustement consiste à équilibrer le Mach Zehnder c'est à dire à obtenir une visibilité maximale des franges d'interférences en faisant varier la longueur  $\Delta l$ . Cette mesure est effectuée pour différentes longueurs d'onde. La méthode interférométrique permet de mesurer des longueurs ( $\Delta l$ ) plutôt qu'une mesure directe de  $\Delta\tau$ . Elle bénéficie du facteur multiplicatif  $\frac{c}{n}$  et permet de mesurer des temps de retard faibles (inférieurs à une ps). La dispersion du dispositif sous test est obtenue à partir de  $\tau$  par la relation (2.45).

#### 2.4.1.4. Mesure de diamètre de mode :

La dispersion chromatique dans les fibres monomodes résulte de la contribution de deux dispersions : la dispersion du matériau, et la dispersion du guide qui dépend des paramètres opto-géométriques du guide (constante de propagation et géométrie du guide) Avoir accès à ces paramètres permet donc de caractériser la contribution du guide à la dispersion chromatique. Des mesures de diamètres de mode en champ proche permettent alors de déterminer cette dispersion [24].

Cette méthode ne permet pas de mesurer la dispersion du matériau qui doit être déterminée par une méthode annexe afin de connaître la dispersion chromatique totale.

#### 2.4.1.5. Tableau comparatif des différentes méthodes :

Le tableau 2 résume les différentes méthodes de mesure de la dispersion chromatique en énumérant leurs caractéristiques :

	Mesure du temps de parcours	Mesure du déphasage	Méthode interférométrique	Mesure de diamètre de mode
Retard minimum	50-100 ps	1-5 ps	0,1 ps	
Incertitude sur la mesure du retard	50 ps	0.5 ps	0,05 ps	
Avantages	Montage simple Mesure directe du retard	Montage simple	Permet de mesurer des faibles retards	Nécessite une faible longueur de fibre
Inconvénients	Méthode réservée aux mesures de fortes dispersions			Ne donne pas accès à la dispersion du matériau

Tableau 2

*Récapitulatif des différentes méthodes de mesure de la dispersion chromatique*

#### 2.4.1.6. Choix d'une méthode de mesure :

La méthode de mesure utilisée afin de caractériser les retards introduits par les compensateurs à base de réseaux de Bragg doit permettre de mesurer des retards de l'ordre de quelques centaines de ps avec une incertitude de l'ordre de 1 ps. La méthode que nous avons retenue est celle basée sur la mesure du déphasage. Notre choix s'est porté sur cette méthode en raison de l'incertitude de mesure suffisante et du matériel disponible au laboratoire.

#### 2.4.2. Réalisation d'un banc de mesure de dispersion chromatique par la méthode du déphasage :

##### 2.4.2.1. Description du montage :

Le montage réalisé est représenté sur la figure II.16. Le banc de caractérisation comprend une source laser accordable entre 1510 et 1580 nm (TUNICS 1550 de chez PHOTONETICS) délivrant une puissance maximum de 1,5 mW. C'est un laser à semi-

conducteur à cavité externe composé d'une diode laser et d'un réseau dont la rotation et la translation combinées conduisent à une accordabilité continue sans saut de mode. Cette configuration conduit à une émission monomode longitudinale (entièrement polarisée linéairement). La raie laser est très fine spectralement (environ 100 KHz), ce qui autorise une très bonne résolution spectrale (environ 0,002 nm). L'amplitude du faisceau optique est modulée par un modulateur externe Mach-Zehnder en niobate de lithium suivant une loi sinusoïdale. La fréquence de modulation est de l'ordre de 500 MHz.

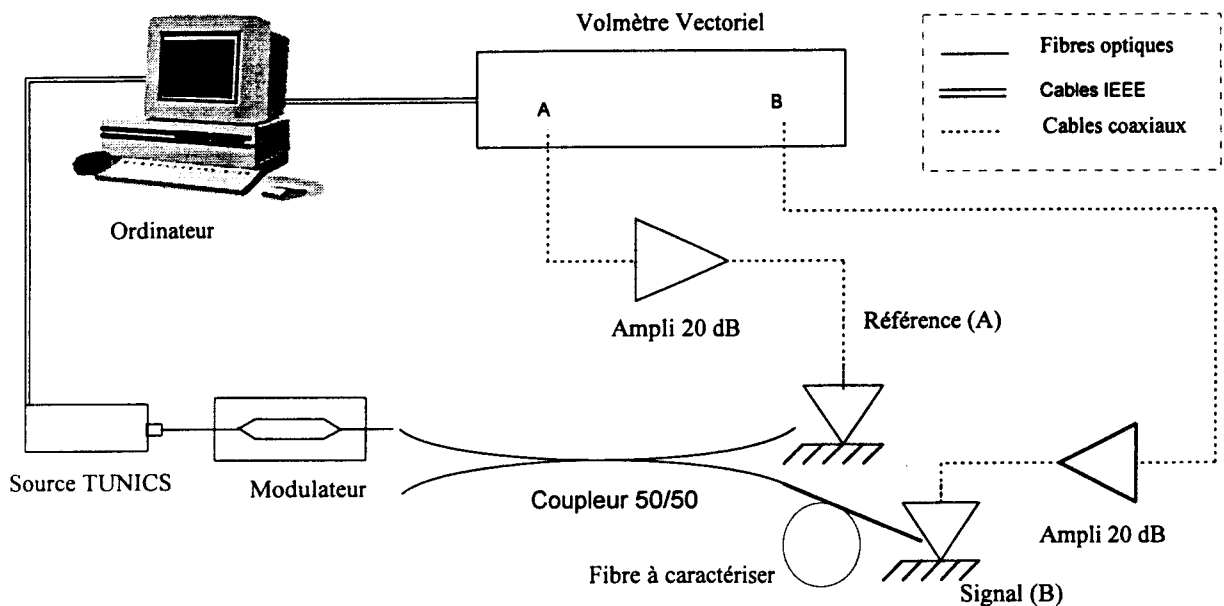


Figure II.16

*Description du montage de mesure de dispersion chromatique.*

Un coupleur optique permet de diviser le signal en deux faisceaux. Le premier (faisceau A) constitue le faisceau de référence, le deuxième (faisceau B) est injecté dans le dispositif que l'on cherche à caractériser (ici une fibre). Deux détecteurs (de bande passante égale à 1,5 GHz) constitués de diodes à semi-conducteur In Ga As permettent de recueillir les signaux A et B. Les signaux électriques émis par les détecteurs sont alors amplifiés par deux amplificateurs électriques.

Un voltmètre vectoriel (Réf. HP 8508A de la société HEWLETT PACKARD) recueille les deux signaux électriques A et B. C'est un multivoltmètre et un phase-mètre à lecture directe. Il permet de mesurer l'amplitude des deux signaux électriques ainsi que l'angle de phase entre la référence (signal A) et le signal B issu de la fibre à caractériser.

Le retard introduit par la propagation dans la fibre sous test se déduit de la relation (2.48) (annexe III).

La précision de l'appareil est égale à  $0.1^\circ$ , soit, 0.5 ps à une fréquence de modulation de 500 MHz.

#### 2.4.2.2. Mesure de la dispersion chromatique des compensateurs à réseaux de Bragg :

Le dispositif de mesure de la dispersion chromatique des compensateurs à réseaux de Bragg est identique à celui employé pour une fibre à la différence suivante : Le réseau est utilisé en réflexion, il est donc nécessaire d'employer un circulateur afin de recueillir le signal réfléchi par le réseau (Figure II.17).

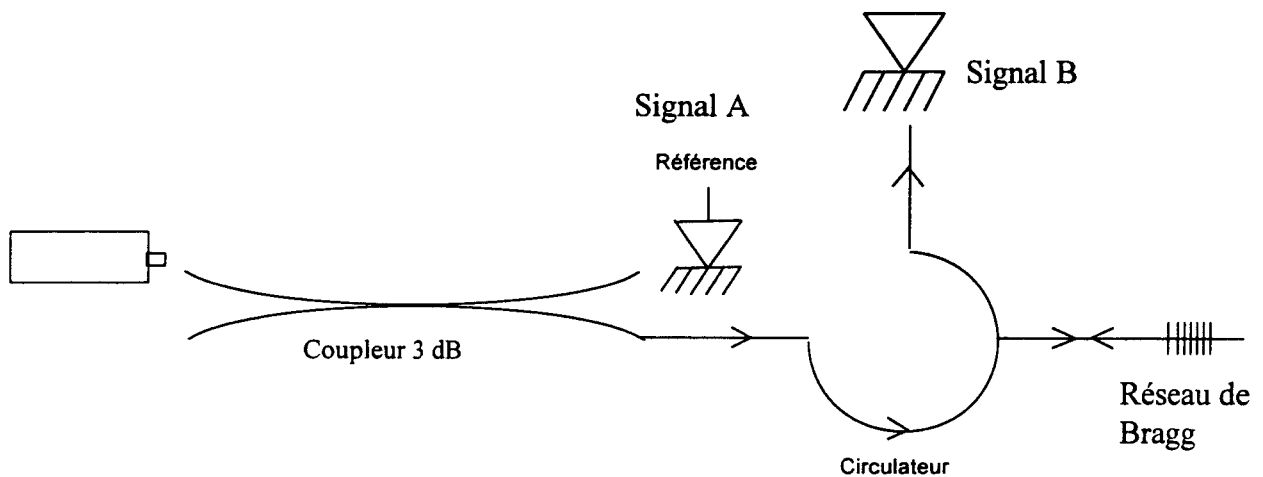


Figure II.17

*Principe de mesure de la dispersion des compensateurs à réseaux de Bragg*

Le voltmètre vectoriel mesure la différence de phase de l'onde hyperfréquence entre le signal de référence (signal A) et le signal réfléchi par le réseau de Bragg (signal B). Les résultats obtenus sont développés dans la suite du chapitre.

## 2.5. APODISATION

Grâce à la large bande passante de la fibre optique dans la fenêtre située autour de 1,55  $\mu\text{m}$ , il est possible de transmettre sur une même fibre monomode plusieurs signaux optiques de longueurs d'onde différentes, c'est le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Chacune de ces porteuses optiques constitue, à elle seule, un canal de transmission. L'utilisation des compensateurs à réseaux de Bragg en WDM impose plusieurs contraintes sur leurs caractéristiques. En effet, les compensateurs réalisés dans la suite du chapitre sont introduits dans une transmission optique comprenant quatre canaux de largeur spectrale 0,1 nm à mi-hauteur espacés de 4 nm. Le débit de chaque canal est égal à 10 Gbit/s, soit un débit total de 4X10 Gbit/s. Afin qu'il n'y ait pas de distorsion du signal réfléchi par le réseau, la réponse spectrale du compensateur doit être plate dans la bande utile. Nous définissons la bande utile du réseau comme étant la largeur spectrale du réseau en réflexion à - 1 dB. Il est aussi nécessaire que la dispersion du dispositif soit linéaire en fonction de la longueur d'onde dans la bande utile du réseau. La réflexion résiduelle en dehors de la bande spectrale allouée au réseau (typiquement à  $\pm 2$  nm du centre de la bande) doit être inférieure à -30 dB afin qu'il n'y ait pas à la réception d'interaction entre les différents canaux.

L'ensemble de ces conditions impose d'apodiser les spectres des réseaux compensateurs.

### 2.5.1. Principe de l'apodisation.

L'indice de réfraction du coeur d'une fibre cylindrique à saut d'indice dans laquelle un réseau a été inscrit est la somme de trois termes :

$\Rightarrow$  Le premier terme constant  $n_o$  représente l'indice du coeur de la fibre avant inscription.

$\Rightarrow$  Le second terme  $n_{\text{moy}}(z)$  représente l'augmentation moyenne d'indice au point d'abscisse  $z$  dans le réseau (moyenne prise sur une distance correspondant à quelques périodes du réseau).

$\Rightarrow$  le troisième terme  $n_{\text{mod}}(z)$  est le terme de modulation d'indice à l'abscisse  $z$  dans le réseau.

La dépendance de l'indice  $n(z)$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  est négligeable à l'échelle d'une dizaine de nm, les calculs sont effectués en supposant que  $\lambda = \lambda_B$ . L'indice de réfraction local  $n(z)$  du réseau peut alors s'écrire :

$$n(z) = n_o + n_{\text{moy}}(z) + n_{\text{mod}}(z) \quad (2.57)$$

Apodiser la réponse spectrale d'un réseau consiste à réaliser une modulation pseudo-sinusoidale de l'indice suivant la relation (2.58)

$$n_{\text{mod}}(z) = \Delta n(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \tag{2.58}$$

Dans (2.58),  $\Delta n(z)$  est une fonction de  $z$  monotone décroissante depuis le centre du réseau jusqu'à ces bords : une fonction gaussienne par exemple,  $\Lambda$  est le pas d'inscription du réseau.

Nous pouvons également supposer que l'augmentation moyenne d'indice du coeur de la fibre à l'emplacement du réseau est égale à  $\Delta n(z)$  si bien que  $n(z)$  se déduit de la relation (2.59):

$$n(z) = n_0 + \Delta n(z) \cdot \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right] \tag{2.59}$$

Lors de la photoinscription, si l'amplitude de modulation d'indice du réseau suit une évolution en forme de porte suivant Oz, le spectre du réseau en réflexion possède alors des lobes secondaires (appelés « pieds » du réseau) que l'on peut relier à la transformée de Fourier de cette porte (dans le cas d'un réseau non saturé). A l'inverse, si l'amplitude de modulation d'indice suit une évolution monotone décroissante jusqu'aux bords du réseau, les lobes secondaires du spectre en réflexion sont atténués.

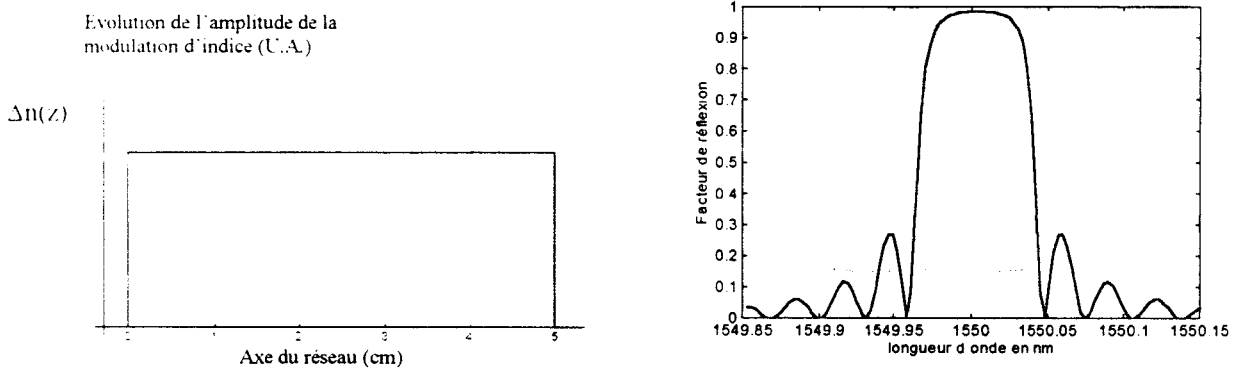


Figure II.18.a

*Spectre en réflexion d'un réseau à spectre non apodisé*



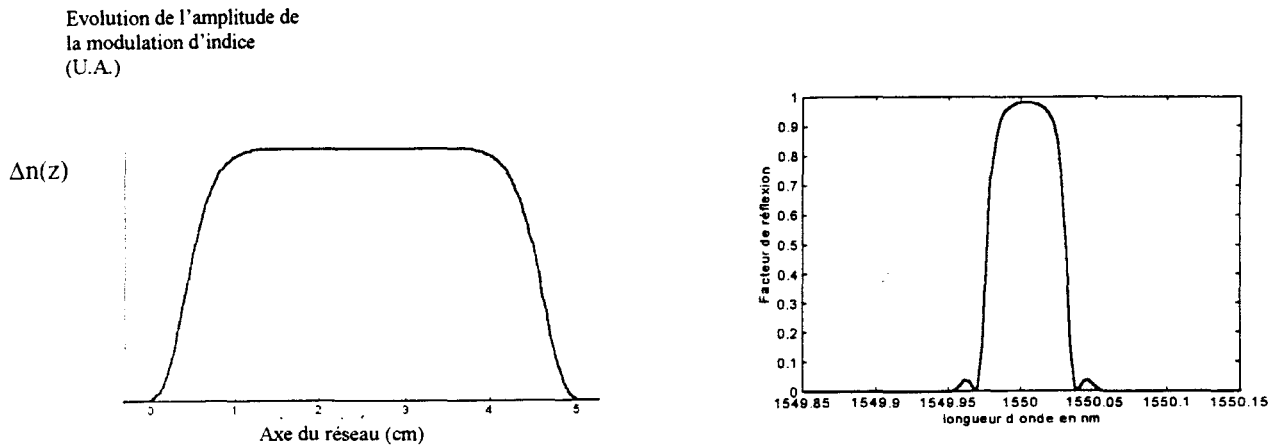


Figure II.18.b

*Spectre en réflexion d'un réseau à spectre apodisé*

La figure II.18 représente l'effet de l'apodisation sur les lobes secondaires du spectre en réflexion d'un réseau de 5 cm. L'apodisation consiste donc à réduire les « pieds » du réseau.

**2.5.2. Méthodes utilisées pour réaliser l'apodisation.**

Plusieurs méthodes permettent d'obtenir une apodisation lors de la photoinscription :

⇒ La première méthode consiste à exercer des tractions répétitives et symétriques aux deux extrémités de la fibre par rapport au centre du réseau pendant l'inscription [25]. L'amplitude des tractions est constante au cours de l'insolation et est égale à une demi-période du réseau. Ces tractions brouillent progressivement la figure d'interférence du centre du réseau (où le contraste des franges n'est pas modifié) vers les extrémités du réseau (où le contraste des franges est nul). Une diminution continue de la modulation d'indice est ainsi obtenue.

⇒ Une deuxième méthode consiste à faire vibrer la fibre à l'aide d'empilement piézo-électrique avec une amplitude variable lors de la photoinscription [9]. Ce procédé nécessite une inscription par translation du faisceau UV sur la fibre. L'amplitude des vibrations peut par exemple, croître linéairement entre le moment où le faisceau inscrit le centre du réseau (amplitude de vibration nulle) et le moment où il inscrit les extrémités du réseau (amplitude maximale). Le principe de cette méthode est illustré par la figure II.19.

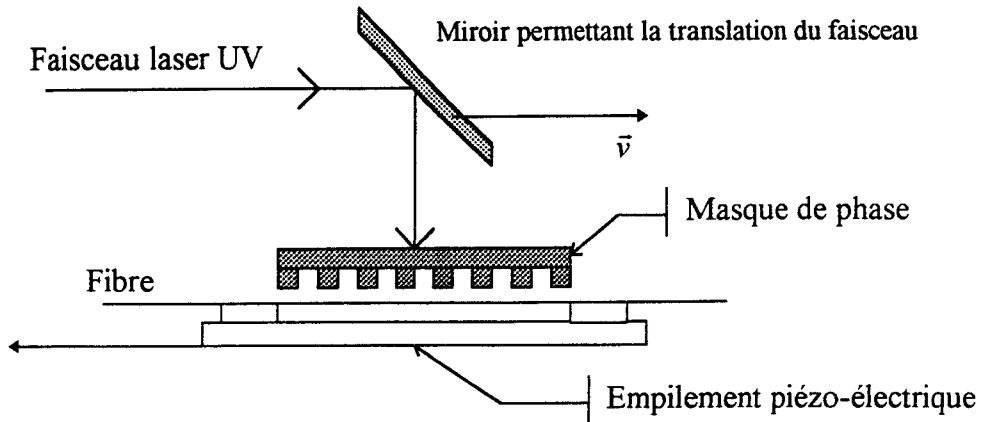


Figure II.19

*Principe d'apodisation par brouillage de figure d'interférence*

⇒ Une troisième méthode consiste à utiliser un masque de phase spécifique [26]. Ce masque possède un rendement de diffraction qui diminue du centre vers les bords du masque. Le rendement étant plus faible aux extrémités du masque, le réseau obtenu est apodisé. La variation de rendement est obtenue lors de la fabrication du masque en modifiant l'efficacité de l'attaque ionique.

⇒ Une quatrième méthode consiste en une double exposition [27]. La première exposition (avec masque de phase) utilise un faisceau dont le profil d'intensité maximum au centre du masque est gaussien. L'intensité UV est donc plus faible aux extrémités du réseau. L'indice  $n_{\text{mod}}(z)$  décroît continûment du centre vers les extrémités du réseau. La deuxième exposition (sans masque de phase) est réalisée de façon à élever l'indice moyen ( $n_{\text{moy}}(z)$ ) aux extrémités du réseau jusqu'à ce que l'indice moyen devienne constant le long de son axe.

Les différentes méthodes proposées ci dessus sont caractérisées par le fait que comme la densité de puissance UV est constante en valeur moyenne sur toute la longueur du réseau, il en est de même de l'augmentation moyenne de l'indice ( $n_{\text{moy}}(z)$ ). Seule la distribution longitudinale de la modulation d'indice a été modifiée pour réaliser l'apodisation.

⇒ Une dernière méthode, plus simple mais tout aussi efficace consiste à insoler la fibre avec un faisceau UV dont l'éclairement évolue de façon contrôlée le long de l'axe de la fibre. Cette variation peut être obtenue par masquage de faisceau. Ce procédé de masquage modifie la modulation d'indice et l'augmentation moyenne de l'indice. Pratiquement, sur le montage faisant appel à un miroir de Lloyd (voir chapitre I), l'apodisation s'effectue en plaçant des masques sur le trajet du faisceau gaussien d'inscription avant le dispositif interférométrique.

Les masques de formes adéquates sont placés dans un plan vertical perpendiculaire à la direction du faisceau collimaté. Ainsi le processus de masquage fait subir à la répartition transverse d'intensité lumineuse du faisceau la transformation donnée par les figures II.20.

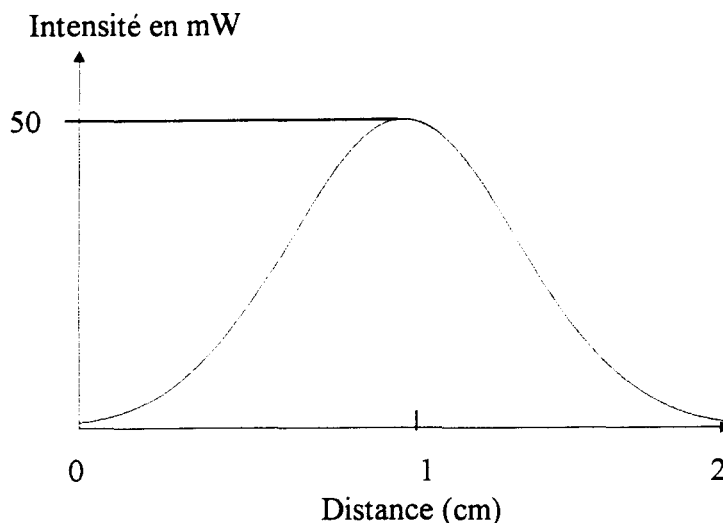


Figure II.20.a

Profil de l'intensité UV avant le dispositif de masquage  
(dans un plan vertical perpendiculaire à la direction du faisceau collimaté)

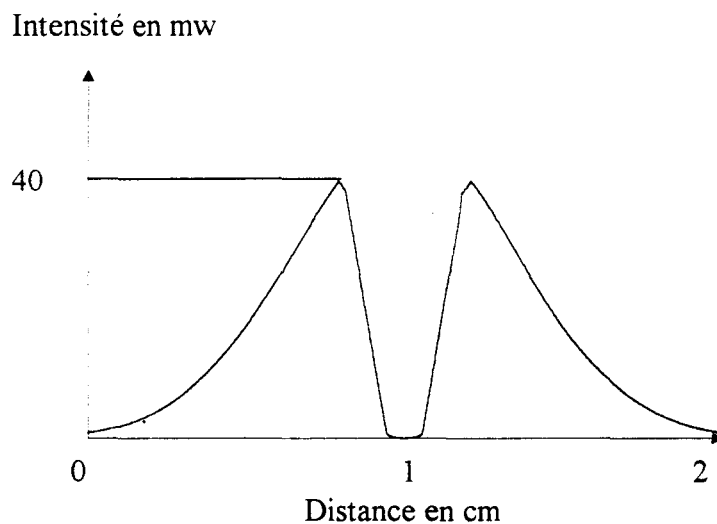


Figure II.20.b.

Profil de l'intensité UV après le dispositif de masquage  
(dans un plan vertical perpendiculaire à la direction du faisceau collimaté)

Le banc interférométrique d'inscription, intégrant le miroir de Llyod, crée le repliement des deux moitiés de faisceaux par rapport à l'axe de symétrie de la figure II.20.b.

Les figures II.21.a et II.21.b représentent le spectre en réflexion de deux réseaux de Bragg l'un étant non apodisé l'autre étant apodisé. Ces deux réseaux ont été inscrits sur le banc interférométrique. La réflexion résiduelle à 2 nm de la longueur d'onde centrale du réseau à spectre apodisé est de l'ordre de -35 dB. (Nous définissons la réflexion par l'expression :  $R(\text{dB}) = 10 \log_{10}(r)$ ,  $r$  étant le facteur de réflexion défini dans le chapitre I). Un autre aspect intéressant est la forme quasi plate de la réponse spectrale du réseau au voisinage de la longueur d'onde de Bragg.

Réflexion (5 dB/Div.)

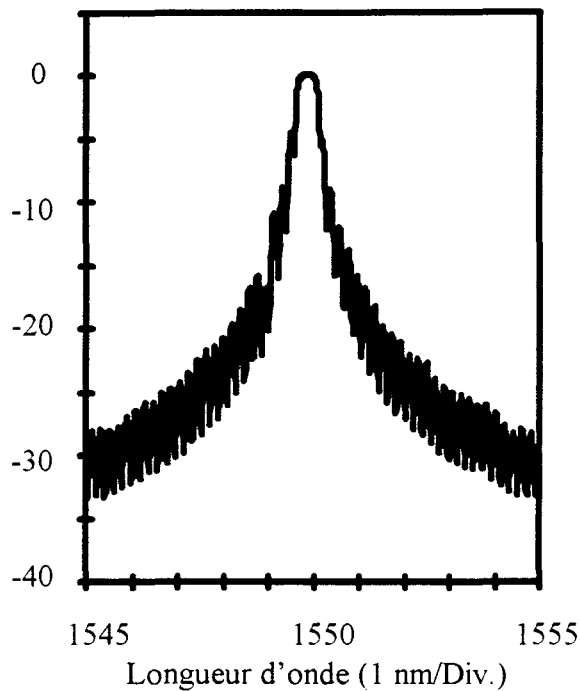


Figure II.21.a : Spectre en réflexion d'un réseau de Bragg "classique"

Réflexion (5 dB/Div.)

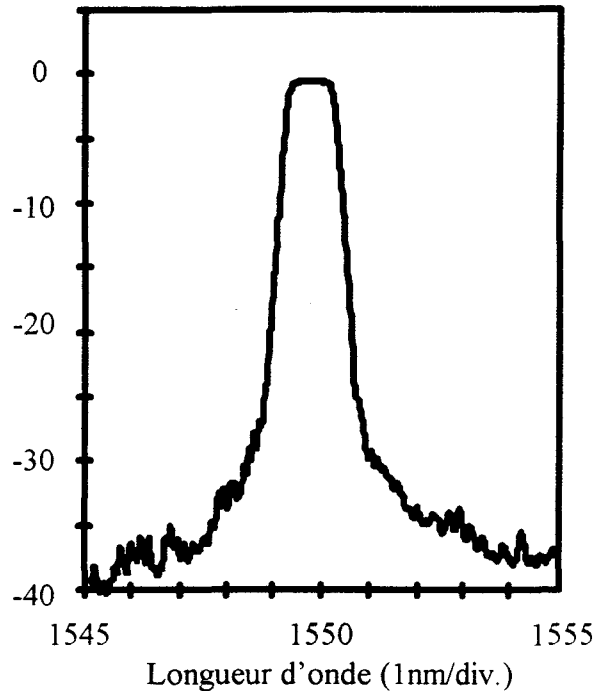


Figure II.21.b : Spectre en réflexion d'un réseau de Bragg apodisé

*Fibre FPG 633 hydrogénée à 150 bars  
irradiance = 10 W/cm<sup>2</sup>  
L=0.8 cm Durée d'irradiation = 10 min*

Les figures II.21 mettent en évidence l'influence de l'apodisation sur la largeur spectrale des réseaux. En effet, dans le cas d'un réseau à pas effectif constant, l'apodisation augmente la largeur spectrale du réseau. Cette augmentation est en particulier due au fait que

l'apodisation par masquage de faisceau modifie l'indice  $n_{moy}(z)$  qui n'est plus constant suivant  $z$ . Cette modification se répercute sur l'indice effectif de la fibre d'où un changement de la longueur d'onde de Bragg le long du réseau (chirp). De plus en raison de l'apodisation, la longueur effective du réseau est plus faible d'où un élargissement spectral.

Le tableau 3 donne le récapitulatif des différentes méthodes d'apodisation :

Type d'apodisation	Traction de la fibre	Empilement piézo-électrique	Masque à rendement variable	Double exposition	Masquage de faisceau
Méthodes d'inscription concernées	Toutes	Toutes	Masque de phase	Masque de phase	Toutes
Avantages	Ne modifie pas l'élévation moyenne d'indice.	Ne modifie pas l'élévation moyenne d'indice	Ne modifie pas l'élévation moyenne d'indice	Ne modifie pas l'élévation moyenne d'indice	- Montage très simple - Ne provoque aucune instabilité lors de la photoinscription
Inconvénients			Nécessite un masque de phase spécifique	Double exposition	Modifie à la fois la modulation d'indice et l'élévation moyenne d'indice

Tableau 3

*Récapitulatif des différentes méthodes d'apodisation*

Dans la suite du paragraphe, l'effet de l'apodisation par masquage de faisceau sur des réseaux longs (5 cm) à pas variable photoinscrits par la méthode du masque de phase est présenté.

### 2.5.3. Effet de l'apodisation sur les réseaux à pas variable, comparaison théorie-expérience

Les réseaux modélisés étudiés dans ce paragraphe ont une longueur égale à 5 cm. Ils sont réalisés par le montage de masque de phase par translation du faisceau UV. Le modèle théorique utilisé pour modéliser leur réponse spectrale a été présenté dans le paragraphe 2.3.2.

#### 2.5.3.1. Cas d'un réseau à spectre non apodisé.

##### 2.5.3.1.1 Modélisation

Dans le cas de l'inscription d'un réseau à spectre non apodisé, le profil d'intensité UV incidente le long de la fibre est représenté sur la figure II.22.

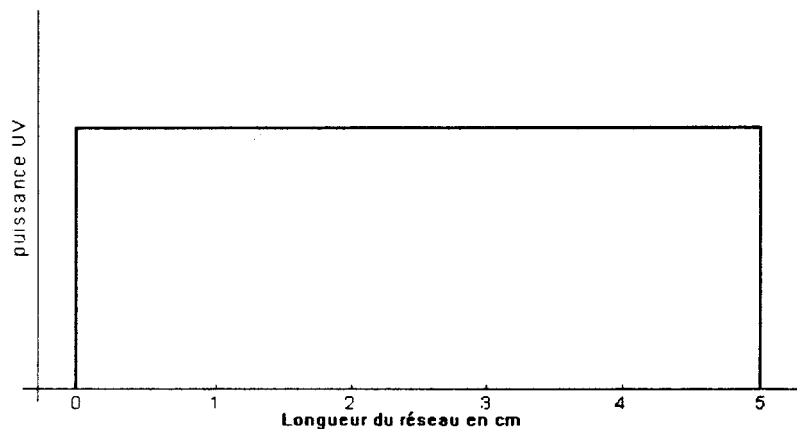


Figure II.22

*Profil d'intensité lumineuse incidente le long de la fibre lors de l'inscription d'un réseau à spectre non apodisé*

Le spectre théorique d'un réseau long de 5 cm à pas constant est représenté sur la figure II.23.

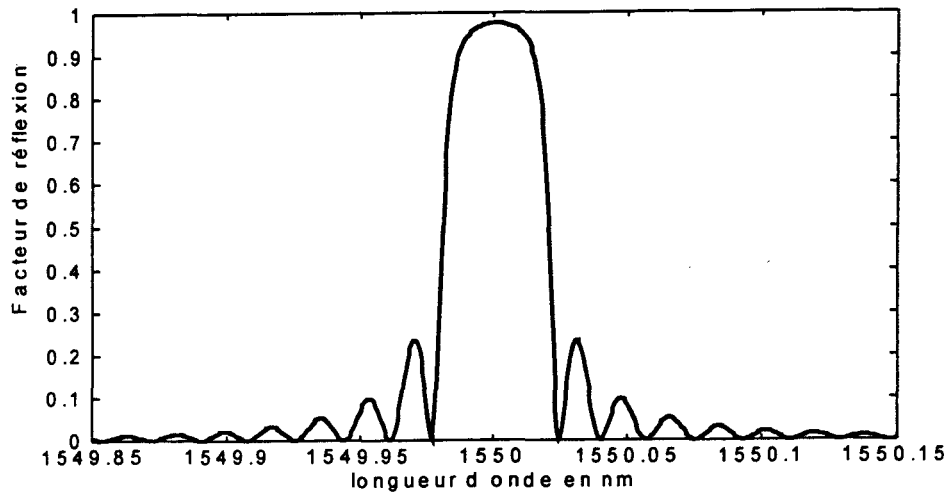


Figure II.23

*Spectre en réflexion théorique d'un réseau long de 5 cm non apodisé de transmission - 18,5 dB*

L'amplitude de modulation d'indice  $\Delta n(z)$  a été fixée à  $0,4 \cdot 10^{-4}$ . L'élévation moyenne d'indice du coeur de la fibre ( $n_{\text{moy}}(z)$ ) due à l'insolation UV est fixée à  $0,4 \cdot 10^{-4}$  (nous nous plaçons dans l'hypothèse où  $\Delta n(z) = n_{\text{moy}}(z)$ ).

De nombreux lobes secondaires sont observés sur le spectre du réseau, ils correspondent en première approximation à la transformée de Fourier d'une porte (Dans ce cas une transformée de Fourier du profil UV).

La distribution d'indice effectif moyen du coeur de la fibre  $n_{UV}(z)$  le long de l'axe d'un réseau à pas effectif variable (par exemple inscrit sur une fibre étirée) est donnée par la relation suivante :

$$n_{UV}(z) = n_{\text{eff}_0} - \Delta n_{\text{eff}_{\text{fibre}}}(z) + n_{\text{eff}_{\text{moy}}}(z) \quad (2.60)$$

Dans (2.60),  $n_f(z) = n_{\text{eff}_0} - \Delta n_{\text{eff}_{\text{fibre}}}(z)$  représente l'indice effectif du mode qui se propage dans la fibre étirée au point d'abscisse  $z$  avant inscription,  $\Delta n_{\text{eff}_{\text{fibre}}}(z)$  la valeur absolue de la variation d'indice effectif le long de la fibre étirée et  $n_{\text{eff}_{\text{moy}}}(z)$  l'augmentation moyenne d'indice effectif provoquée par l'inscription du réseau à la côte  $z$ ,  $n_{\text{eff}_0}$  l'indice effectif initiale de la fibre.

La figure (II.24) représente cette variation d'indice effectif moyen ( $n_{UV}(z)$ ) calculée (dans le cas de l'approximation de Rudolph et Neumann de l'annexe II) pour une fibre étirée ayant un diamètre extérieur variant de 125 à 80  $\mu\text{m}$ .

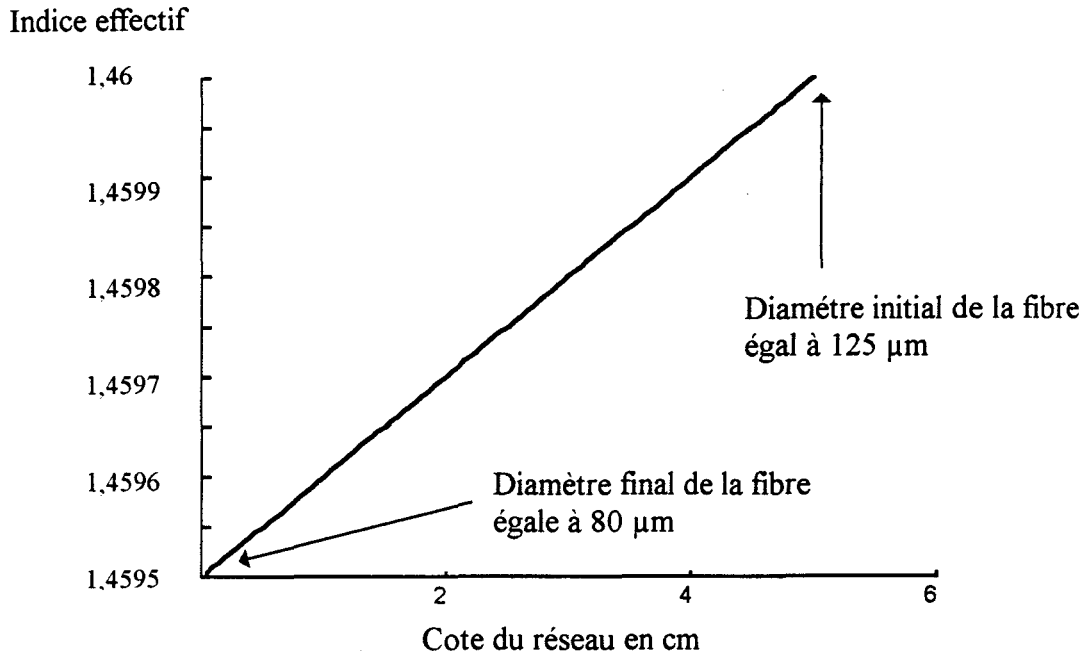


Figure II.24

*Variation d'indice effectif moyen  $n_{UV}(z)$  calculée dans le cas d'une fibre étirée soumise à une insolation UV.*

L'élévation moyenne d'indice effectif du coeur de la fibre  $n_{eff\ moy}$  due à l'insolation UV a été supposée indépendante de  $z$  et fixée à  $1,3 \cdot 10^{-4}$ . L'indice effectif initial de la fibre est de 1,46. La variation totale de l'indice effectif  $\Delta n_{eff\ fibre}$  est égale à  $5 \cdot 10^{-4}$ . L'amplitude de modulation d'indice  $\Delta n(z)$  a été fixée à  $1,3 \cdot 10^{-4}$ . Le réseau possède alors une chute de transmission de -12 dB. Le calcul a été effectué en divisant le réseau en 800 segments de même longueur. Chaque segment possède une période constante.

Le spectre d'un réseau de longueur égale à 5 cm inscrit sur la fibre étirée est représenté sur la figure II.25. Le spectre calculé ne possède pas un facteur de réflexion rigoureusement constant au voisinage de la longueur d'onde de Bragg centrale du réseau. Les oscillations observées peuvent déformer la réponse spectrale du signal optique réfléchi par le réseau. De plus, ce réseau est caractérisé par un facteur de réflexion en dehors de sa bande (à 1549,5 nm et 1550,5 nm) de l'ordre de 0,02 soit une réflexion de -16 dB.



## Facteur de réflexion

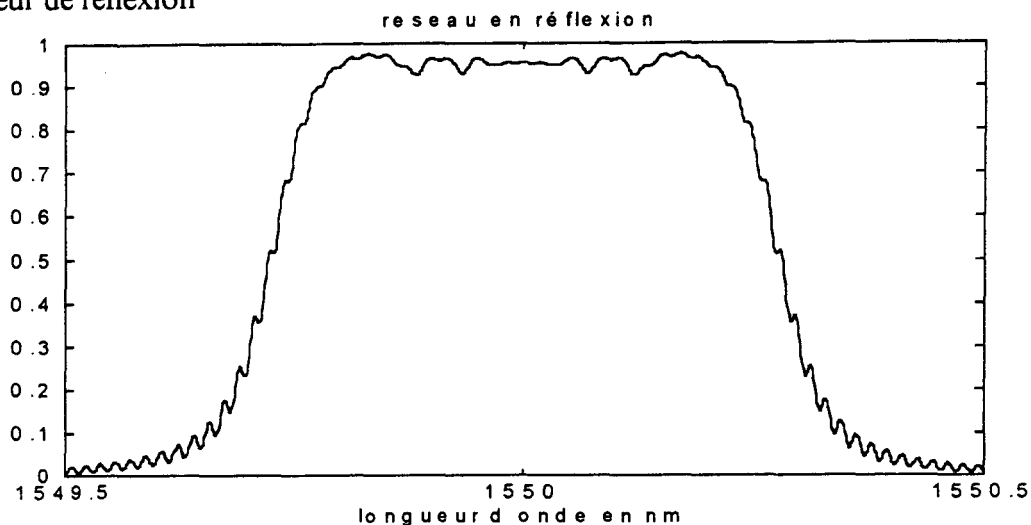


Figure II.25

*Spectre en réflexion calculé d'un réseau de longueur 5 cm inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur évolue de 125 à 80  $\mu\text{m}$  sur 5 cm.*

La courbe théorique représentant le retard introduit par la propagation dans le réseau (utilisé en réflexion) en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure II.26.

## Retard en ps

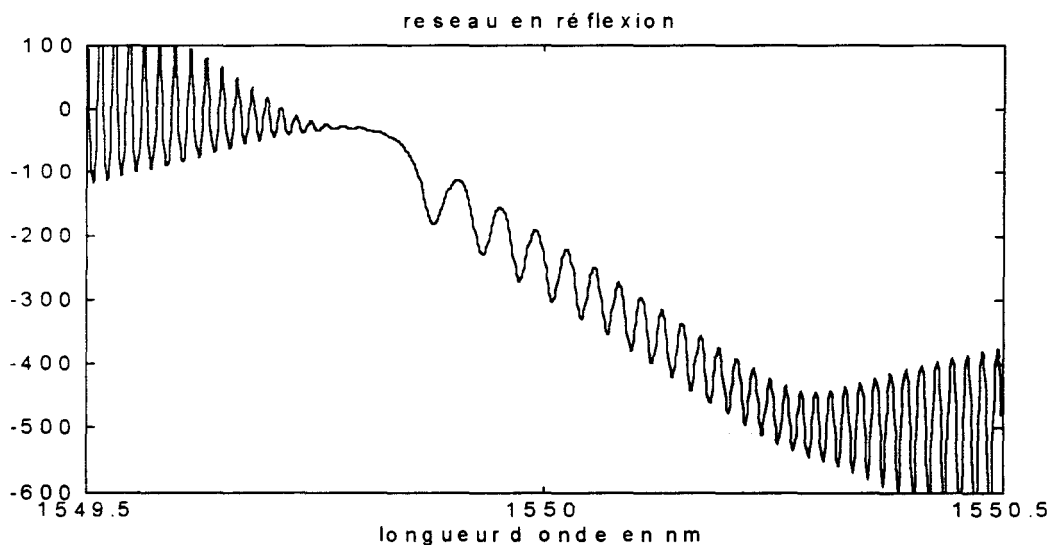


Figure II.26

*Evolution du retard introduit par la propagation dans le réseau en fonction de la longueur d'onde (longueur du réseau à spectre non apodisé = 5 cm, courbe théorique, réseau en réflexion).*

Ce réseau compense 500 ps sur une plage de 0,5 nm soit 1000 ps/nm. La courbe de dispersion  $n'$  n'est pas linéaire. En effet, des oscillations de forte amplitude (de l'ordre de 100 ps) dont la période varie de 0,025 nm à 0,1 nm sont observées. Ce type de réseau ne pourra pas être utilisé comme compensateur.

### 2.5.3.1.2. Expérience

Afin de confronter les résultats d'une expérience à ceux du modèle, un réseau de longueur égale à 5 cm a été réalisé en utilisant la méthode d'inscription qui fait appel à un masque de phase et à un balayage de faisceau. Ce réseau est inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur évolue de 125 à 100  $\mu\text{m}$  sur une distance égale à 5 cm. La pente correspondant à cette variation a été réduite de moitié par rapport à celle choisie lors de la modélisation. En effet, lors de la photoinscription d'un réseau sur une fibre étirée, il est apparu que la photosensibilité de la fibre est d'autant plus faible que le diamètre de la fibre a été diminué. Cette baisse de photosensibilité se traduit par une variation supplémentaire de l'élévation moyenne de l'indice effectif de la fibre  $n_{\text{eff moy}}(z)$  le long de l'axe du réseau. L'étirage d'une fibre provoque donc une variation de l'indice effectif  $\Delta n_{\text{eff fibre}}(z)$  mais aussi une variation de l'élévation de l'indice effectif  $n_{\text{eff moy}}(z)$ . Afin d'obtenir une variation de la longueur d'onde de Bragg équivalente dans les expériences et la modélisation, il a donc été nécessaire de réaliser des fibres étirées selon une pente plus faible que celle utilisée dans la modélisation. La variation totale de l'indice effectif  $\Delta n_{\text{eff fibre}}$  le long de l'axe de la fibre étirée est alors de  $2.8 \cdot 10^{-4}$  (calculée par l'approximation de Rudolph et Neumann). Le réseau réalisé est non apodisé. Le profil de l'intensité UV mesurée le long de la fibre lors de la photoinscription est représenté sur la figure II.27. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'un détecteur placé derrière la fibre lors du balayage du faisceau. La puissance UV moyenne est de 20 mW, l'irradiance de la fibre est de  $5 \text{ W/cm}^2$ .

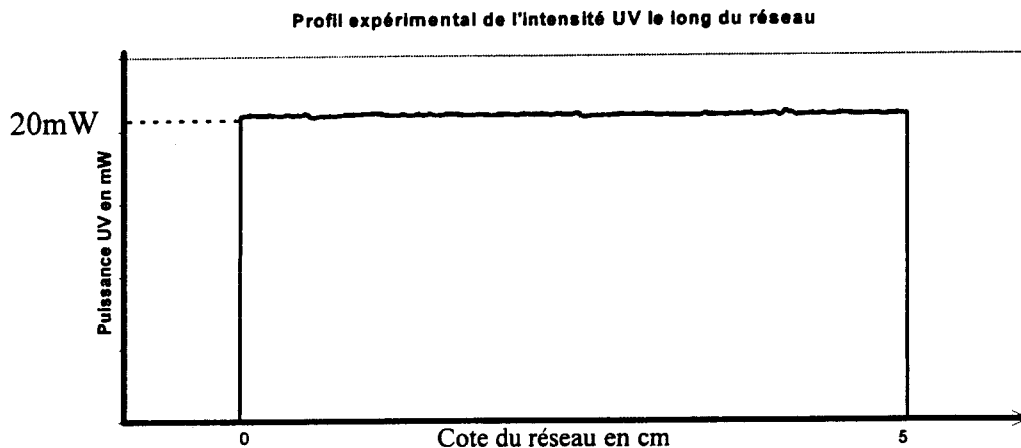


Figure II.27

*Evolution de la puissance UV incidente sur la fibre  
(mesure effectuée au moyen d'un détecteur placé derrière la fibre)*

Le spectre d'un réseau de 5 cm inscrit sur la fibre étirée est représenté sur la figure II.28

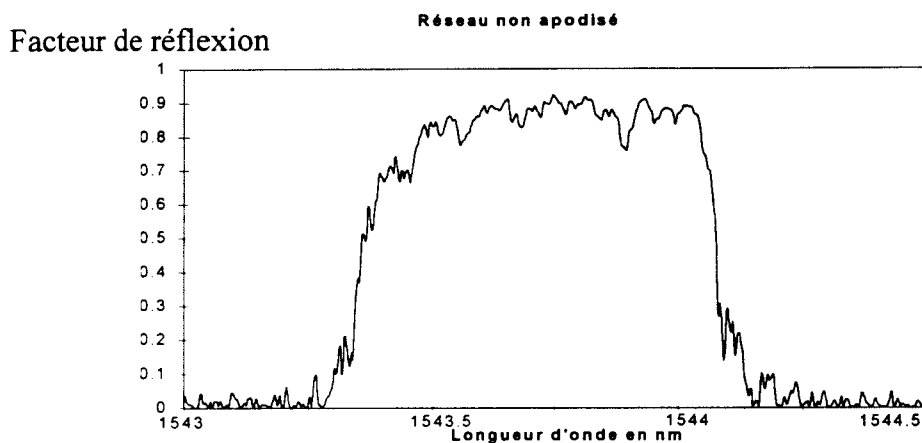


Figure II.28

*Réflexion spectrale d'un réseau inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur évolue de 125 à 100  $\mu\text{m}$  sur 5 cm.*

Fibre FPG 581 hydrogénée à 50 bars  
irradiance =  $5 \text{ W/cm}^2$   
 $L=5 \text{ cm}$  Durée du balayage = 27 min

Le réseau obtenu possède une chute de transmission égale à -10 dB. Le spectre mesuré ne possède pas un facteur de réflexion rigoureusement constant au voisinage de la longueur d'onde de Bragg. De plus, ce réseau est caractérisé par un facteur de réflexion en dehors de sa

bande (autour des longueurs d'onde 1543 nm et 1544,5 nm) de l'ordre de 0,03 soit une réflexion de -15 dB.

La courbe expérimentale représentant le retard introduit par la propagation dans le réseau (utilisé en réflexion) en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure II.29.

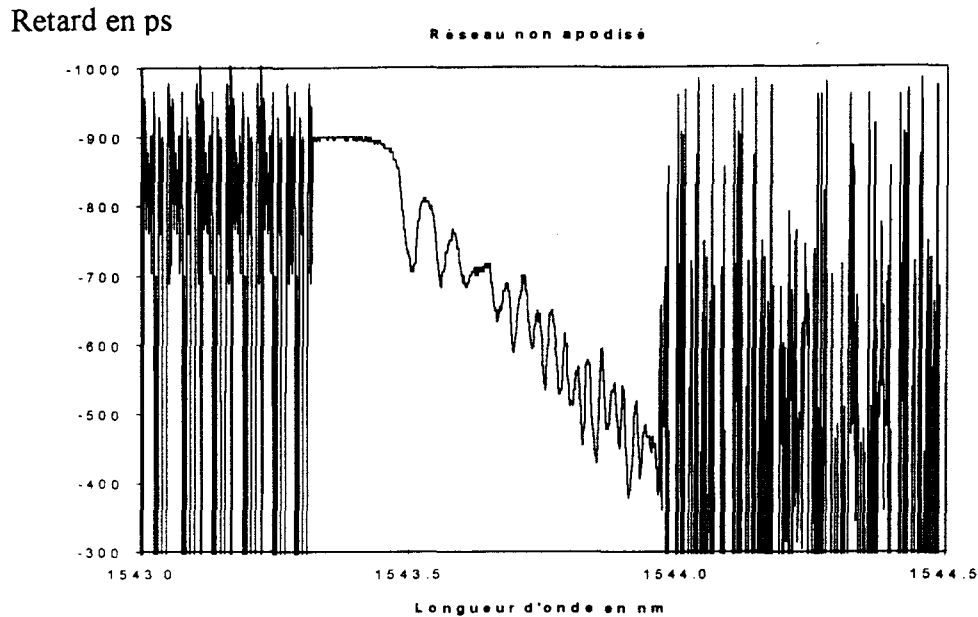


Figure II.29

*Evolution expérimentale du retard introduit par la propagation dans le réseau en fonction de la longueur d'onde (réseau utilisé en réflexion).*

Ce réseau de largeur spectrale à 1 dB égale à 0,5 nm compense 500 ps, soit 1000 ps/nm. La courbe de dispersion n'est pas linéaire en fonction de la longueur d'onde. En effet, elle possède des oscillations de forte amplitude (de l'ordre de 100 ps). Ce réseau ne peut être utilisé dans une liaison optique en tant que compensateur.

En conclusion, la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques fait apparaître un bon accord. En effet, les figures II.25 et II.28 (Réflectivité calculée et mesurée) sont très voisines (même largeur de bande, même réflectivité, etc.). Il en est de même pour les figures II.26 et II.29 (Courbe de retard calculée et mesurée) où le même retard total est observé (500 ps) ainsi que la même amplitude d'oscillation (100 ps). Il a néanmoins été nécessaire d'utiliser dans nos expériences des fibres étirées selon une pente plus faible que celle retenue pour effectuer les simulations. En effet, le programme de simulation ne prend pas en compte le fait que la photosensibilité augmente avec le diamètre de la fibre. Cette augmentation se traduit à

éclairage constant par une augmentation supplémentaire de l'indice effectif à mesure que le diamètre de fibre croît et donc par une augmentation de la pente.

### 2.5.3.2. Cas d'un réseau à spectre apodisé.

L'effet de l'apodisation sur la réponse spectrale des réseaux ainsi que sur leur courbe de dispersion fait l'objet de l'étude présentée dans ce paragraphe.

Dans le cas d'une apodisation réalisée par masquage de faisceau UV (voir paragraphe 2.5.2), l'indice de réfraction local du coeur d'une fibre peut être représenté par la relation (2.61) (on suppose que la gaine n'est pas photosensible) :

$$n(z) = n_o + \left( n_{moy} + \Delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right) f(z) \quad (2.61)$$

Dans (2.61),  $n_o$  représente l'indice du coeur de la fibre avant inscription du réseau,  $n_{moy}$  représente l'augmentation moyenne d'indice du coeur de la fibre,  $\Delta n$  l'amplitude moyenne de modulation d'indice et  $f(z)$  la fonction d'apodisation comprise entre 0 et 1.

⇒ Dans le cas d'un réseau à spectre non apodisé, la fonction  $f(z)$  est égale à :

$$f(z) = \begin{cases} 0 & \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L \\ 1 & \text{pour } 0 < z < L \end{cases} \quad (2.62)$$

Dans (2.59),  $L$  désigne la longueur du réseau.

⇒ Dans le cas d'un réseau à spectre apodisé, la fonction  $f(z)$  peut être choisie sous la forme d'une fonction limitée à un arc de sinussoïde [28] ou d'une fonction représentée par la relation (2.63) :

$$f(z) = \exp\left\{ - \left[ \frac{\left[ \frac{2z}{L} - 1 \right]^m}{p} \right] \right\} \quad (2.63)$$

Dans (2.63),  $m$  désigne un entier positif et  $p$  est tel que  $0 < p < 1$ . La figure II.30 représente différents tracés de la fonction  $f(z)$  pour différentes valeurs des paramètres  $p$  et  $m$ .

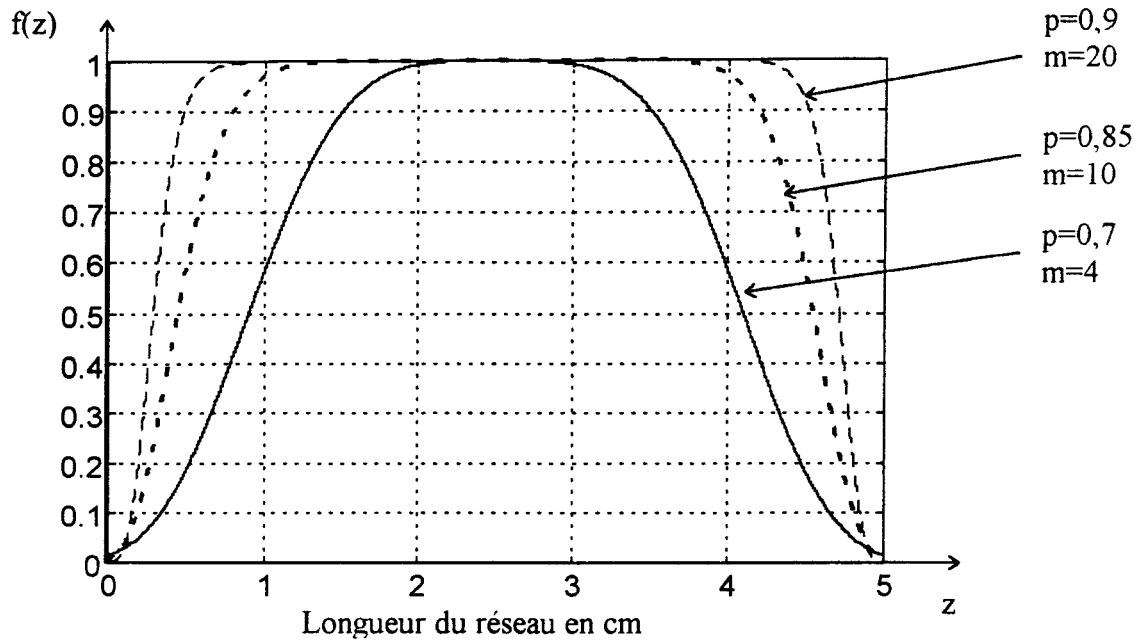


Figure II.30

Tracés de la fonction  $f(z)$  pour différentes valeurs de  $p$  et  $m$ .

La réponse spectrale calculée d'un réseau de longueur égale à 5 cm à pas effectif constant est représenté sur la figure II.31, dans le cas d'un profil d'apodisation  $f(z)$  ayant pour valeurs des paramètres :  $p=0,85$  et  $m=10$ .

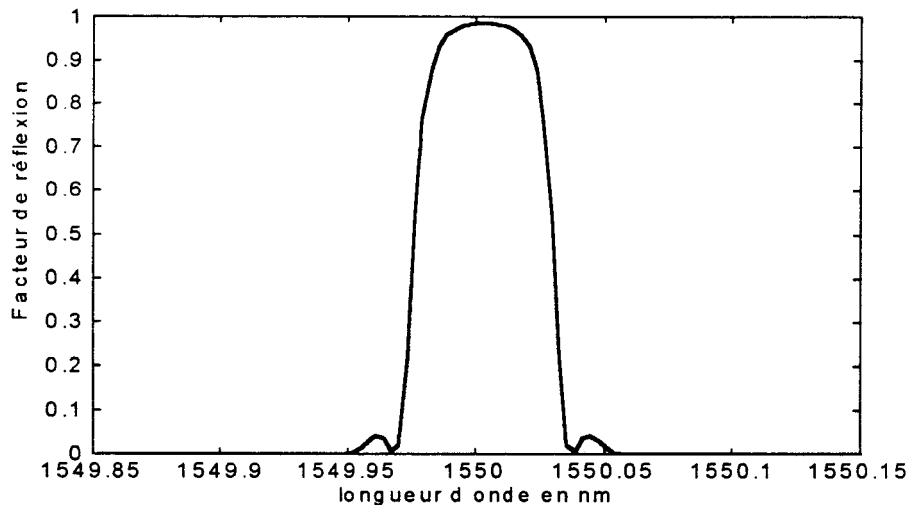


Figure II.31

Réponse spectrale calculée d'un réseau à spectre apodisé de longueur égale à 5 cm (réseau à pas effectif constant)

L'amplitude de modulation  $\Delta n(z)$  constante sur la longueur du réseau a été fixée à  $0,62 \cdot 10^{-4}$ , L'élévation moyenne d'indice effectif de la fibre  $n_{eff\ moy}$  est fixée à  $0,62 \cdot 10^{-4}$ . Le réseau présente une chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg égale à -18,5 dB. Cette valeur numérique est identique à celle retenue pour le tracé de la figure II.23. Une nette diminution de l'amplitude des lobes secondaires est observée (de l'ordre de 10 dB). L'apodisation s'avère donc très efficace dans le cas d'un réseau à pas constant.

Dans le cas d'un réseau à pas effectif variable il est important de déterminer quel couple de valeurs des paramètres (p, m) sera le plus efficace pour obtenir à la fois une réponse spectrale présentant un taux élevé de réjection en dehors de la bande (taux de l'ordre de -30 dB) et une courbe de retard linéaire en fonction de la longueur d'onde. Par ailleurs, plus l'apodisation est importante (c'est à dire moins la fonction  $f(z)$  possède des flancs abrupts) et moins la largeur spectrale du compensateur sera importante. Ce résultat observé par D. Atkinson et al [28] est différent de celui observé pour un réseau à pas effectif constant. En effet, nous pouvons constater que le lobe spectral central de la figure II.31 est plus large (de l'ordre de 0,02 nm) que celui d'un réseau à pas constant à spectre non apodisé représenté sur la figure II.23. La différence entre les effets de l'apodisation sur les réseaux à pas fixe et à pas variable s'explique par le fait que dans le cas d'un réseau à pas variable, plus la longueur de réseau possédant une modulation d'indice constante (partie centrale du réseau) est courte (apodisation élevée) et moins la différence d'indice effectif  $\Delta n_{eff\ fibre}(z)$  le long du réseau sera importante donc plus le réseau sera étroit spectralement.

Ce phénomène peut être observé sur la figure II.32. Sur cette figure des réponses spectrales correspondant à un réseau de longueur égale à 5 cm inscrit sur une fibre étirée sont représentées pour différentes valeurs du couple (p,m).

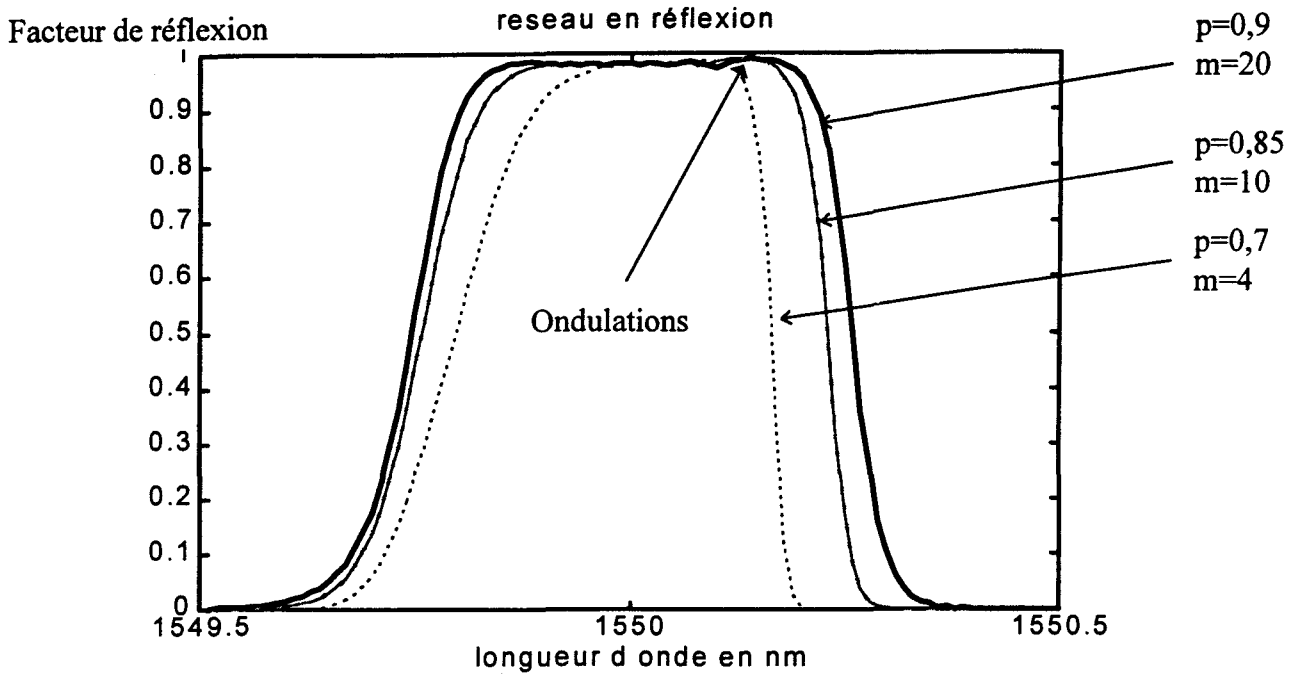


Figure II.32

*Réponses spectrales d'un réseau de 5 cm apodisé à pas variable pour différentes valeurs du couple (p,m).*

L'amplitude de modulation  $\Delta n(z)$  maximale (au centre du réseau) a été fixée à  $1,4 \cdot 10^{-4}$ . L'élévation maximale d'indice effectif  $n_{eff\ moy}$  due à l'insolation UV est fixée à  $1,4 \cdot 10^{-4}$ . L'indice effectif initial de la fibre correspondant au diamètre initial de  $125 \mu\text{m}$  est 1,46. La diminution totale de l'indice effectif  $\Delta n_{eff\ fibre}$  est égale à  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Les réponses spectrales observées sont dissymétriques; de plus, nous pouvons remarquer la présence d'ondulations aux grandes longueurs d'onde (respectivement aux longueurs d'onde 1550,1 nm, 1550,14 nm et 1550,16 nm). Ces deux observations peuvent qualitativement s'expliquer par la présence d'une cavité Fabry-Pérot due à une remontée de l'indice effectif UV  $n_{UV}(z)$  dans la région où la fibre a un diamètre extérieur voisin de  $125 \mu\text{m}$ . Cette cavité est observée dans la suite du paragraphe.

La figure II.32 met en évidence la dépendance de la largeur spectrale du réseau avec le degré d'apodisation. Il apparaît que plus l'apodisation est forte, plus le spectre du réseau est étroit.

Les courbes théoriques représentant le retard introduit par la propagation dans le réseau (utilisé en réflexion) en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du couple (p,m) sont représentées sur la figure II.33.



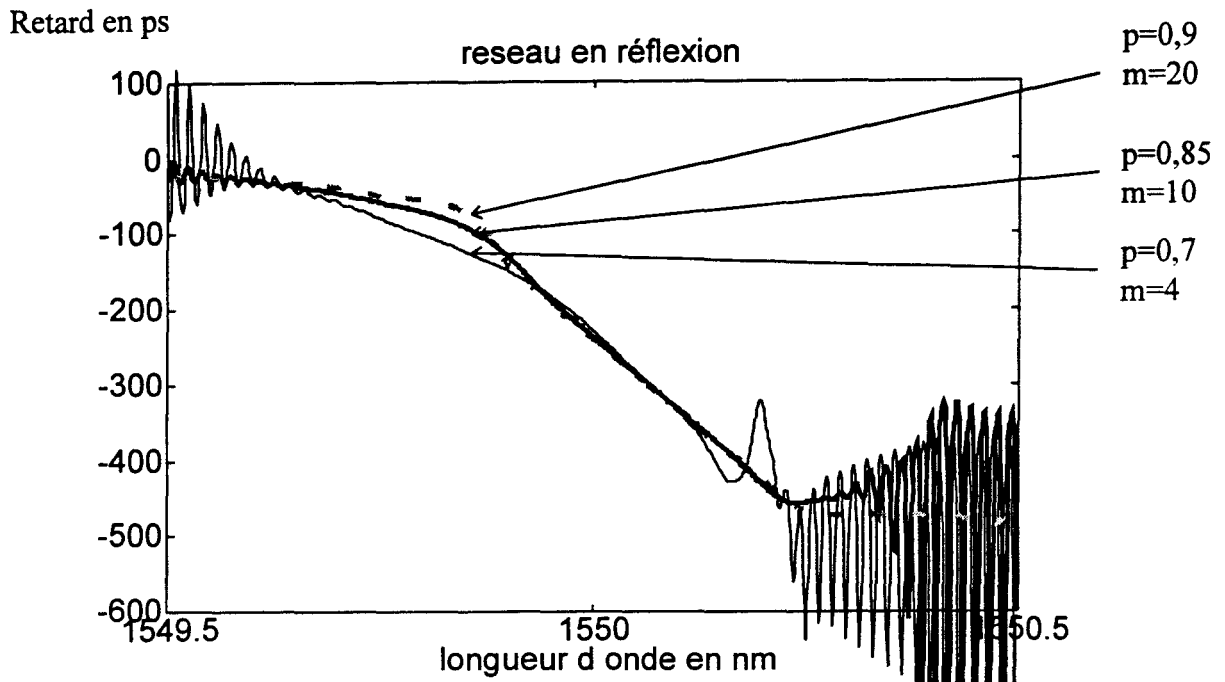


Figure II.33

*Evolution théorique du retard introduit par la propagation dans le réseau de longueur égale à 5 cm en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs des paramètres  $p$  et  $m$  (réseau utilisé en réflexion).*

Il apparaît que plus le spectre du réseau est apodisé (c'est à dire moins la fonction d'apodisation possède des flancs abrupts), plus le retard est faible. Cette observation s'explique par le fait que la longueur efficace du réseau se réduit avec le degré d'apodisation. (La longueur efficace peut être définie comme étant la longueur du réseau sur laquelle l'amplitude de modulation reste constante.). De plus, les pentes des courbes de retard observées sont constantes seulement dans la bande centrale des réseaux (bande dans laquelle, le facteur de réflexion est constant). En effet nous pouvons observer une rupture de la linéarité des pentes des courbes de retard aux deux extrémités de la bande centrale des réseaux.

Les figures II.32 et II.33 mettent donc en évidence la nécessité de trouver un compromis entre le degré d'apodisation et la largeur spectrale du réseau.

Dans la suite du chapitre, une configuration moyenne a été sélectionnée :

Le couple  $(p,m)=(0,85;10)$  a été retenu. Il correspond à l'obtention d'une courbe de retard linéaire sur une plage suffisamment élevée (0,45 nm pour une variation totale de l'indice effectif  $\Delta n_{eff\ fibre}$  de  $5 \cdot 10^{-4}$ ). Cette fonction d'apodisation n'est pas la seule permettant d'obtenir les réseaux remplissant le cahier des charges souhaité. En effet, de nombreuses fonctions permettent d'obtenir des courbes voisines de celles représentées sur la figure II.30 (gaussienne, sinusoïdale, etc..).

### 2.5.3.3. Comparaison modélisation-expérience dans le cas d'un réseau à spectre apodisé à pas effectif variable.

Dans ce paragraphe, nous effectuons une comparaison modélisation-expérience. Le réseau choisi, long de 5 cm, est inscrit sur une fibre étirée.

#### 2.5.3.3.1 Modélisation

Le couple  $(p,m)=(0,85;10)$  a été retenu pour calculer la forme de la fonction d'apodisation. La figure II.34 représente le profil de l'amplitude de la modulation d'indice calculée le long de la fibre étirée (pour le couple  $(p, m)$  considéré) lors de la photoinscription d'un réseau de 5 cm.

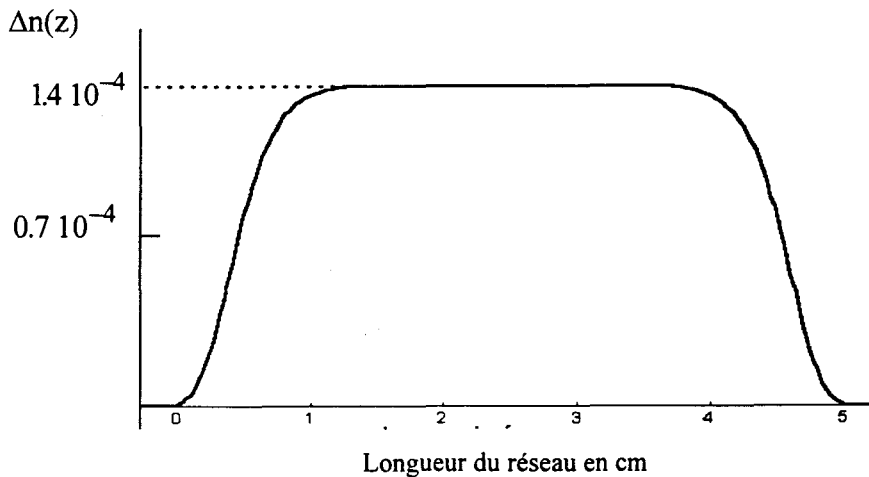


Figure II.34

*Profil de l'amplitude de la modulation d'indice calculée le long du réseau (longueur égale à 5 cm)*

Dans le cas de l'inscription sur une fibre étirée d'un réseau à spectre apodisé à pas effectif variable, la variation d'indice effectif moyen  $n_{UV}(z)$  due à l'insolation UV est donnée par la relation :

$$n_{UV}(z) = n_{eff_0} - \Delta n_{eff_{fibre}}(z) + n_{eff_{moy}}(z) \quad (2.60)$$

La variation d'indice  $n_{UV}(z)$  est représentée en fonction de  $z$  sur la figure II.35. Le cas traité correspond à une fibre dont le diamètre extérieur varie de 125 à 80  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 5

cm. L'élévation moyenne d'indice effectif ( $n_{eff\ moy}$ ) due à l'insolation UV est fixée à  $1,4 \cdot 10^{-4}$ . L'indice effectif initial de la fibre est 1,46. La variation totale de l'indice effectif  $\Delta n_{eff\ fibre}$  est de  $5 \cdot 10^{-4}$ .

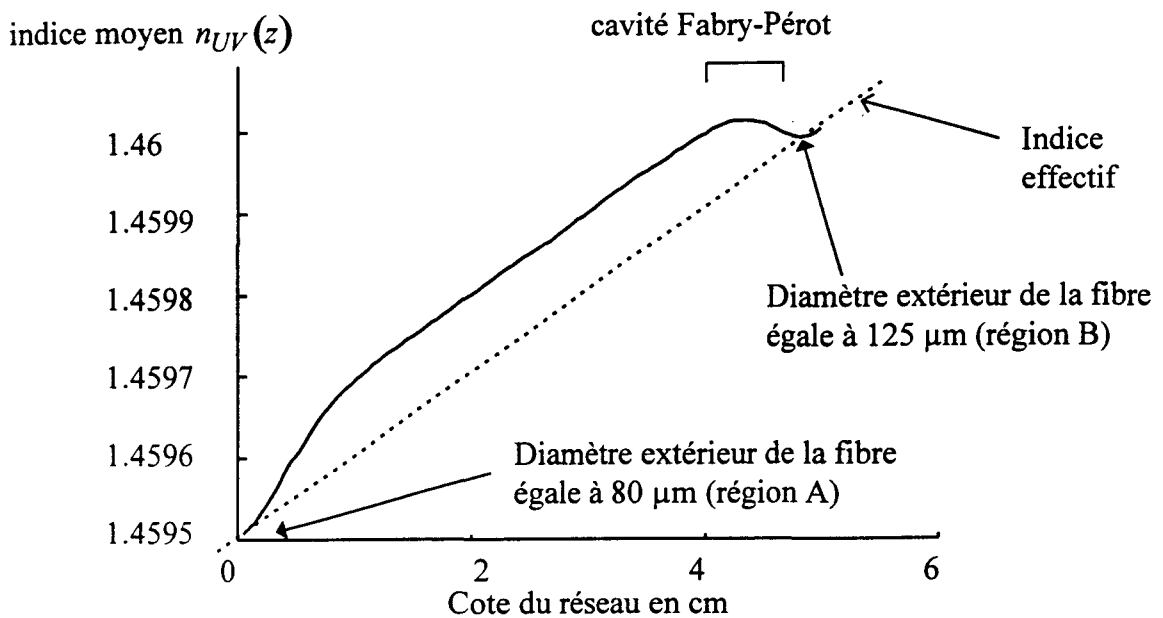


Figure II.35

Variation d'indice effectif moyen  $n_{UV}(z)$  calculée dans le cas d'une fibre étirée sous insolation UV dans le cas d'un réseau à spectre apodisé de longueur égale à 5 cm.

La courbe observée sur la figure II.35 met en évidence le fait que l'indice moyen  $n_{UV}(z)$  dépend de deux contributions. La première contribution provient du fait que la quantité d'énergie UV reçue par la fibre décroît aux deux extrémités du réseau. La deuxième contribution provient de la décroissance de l'indice effectif avec le diamètre extérieur de la fibre. Ce tracé montre la présence d'une cavité Fabry-Perot. En effet, il apparaît que l'indice moyen effectif n'augmente pas de façon monotone lorsque l'on se déplace le long de la fibre de la région où le diamètre est égal à 80 µm (région A) vers la région où le diamètre est égale à 125 µm (région B). En raison de la chute de l'énergie UV déposée dans la région B, l'indice moyen diminue. Ainsi deux régions du réseau présentent le même indice effectif et correspondent à des réseaux élémentaires accordés à une même longueur d'onde de Bragg. Il en résulte un effet Fabry-Perot responsable de l'ondulation qui peut être observée sur le graphe représenté sur la figure II.32. Cet effet de cavité pourrait être supprimé en effectuant une irradiation uniforme (UV trimming) du réseau du côté du grand diamètre de la fibre afin d'élever l'indice  $n_{moy}$ .

La réponse spectrale d'un réseau de longueur 5 cm inscrit sur une fibre étirée a été calculée. L'évolution du facteur de réflexion du réseau est représentée en fonction de la longueur d'onde sur la figure II.36.

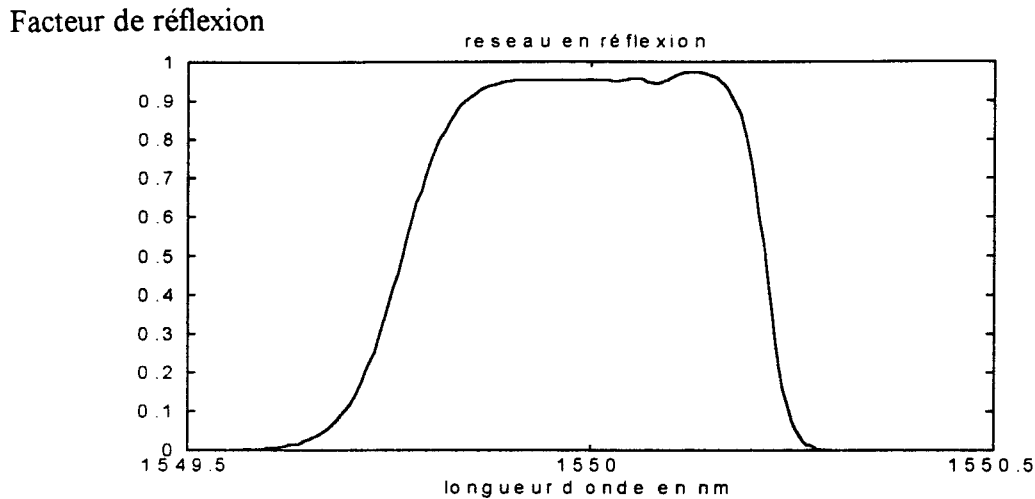


Figure II.36

*Spectre en réflexion calculé d'un réseau inscrit sur une fibre étirée.  
(Variation d'indice effectif égale à  $5 \cdot 10^{-4}$ )*

L'amplitude maximale de modulation  $\Delta n(z)$  a été fixée à  $1,4 \cdot 10^{-4}$ . Le réseau possède alors une transmission de -13 dB. La réflectivité résiduelle en dehors de la bande est de l'ordre de -30 dB, la largeur spectrale du réseau est égale à 0,45 nm.

La variation du retard introduit par ce réseau de longueur 5 cm inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur varie de 125 à 80  $\mu\text{m}$  est représentée sur la figure II.37 en fonction de la longueur d'onde (réseau utilisé en réflexion).

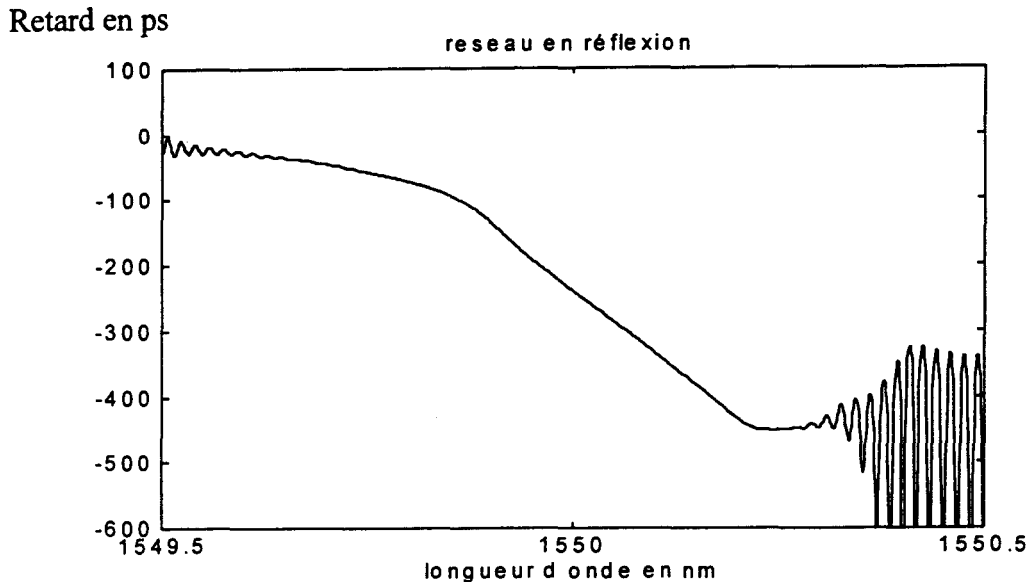


Figure II.37

*Evolution théorique du retard introduit par la propagation dans le réseau de longueur égale à 5 cm en fonction de la longueur d'onde (réseau utilisé en réflexion).*

La variation totale du retard est égale à 450 ps sur la plage spectrale de 0,5 nm de large. En revanche, la variation du retard dans la zone rigoureusement linéaire est de 380 ps sur une plage spectrale de l'ordre de 0,4 nm. La dispersion est donc égale à environ -950 ps/nm. Aucune ondulation de la courbe de retard n'est observée dans la bande utile du réseau. Ce résultat montre que le couple de paramètres  $(p,m)=(0,85;10)$  semble être efficace pour obtenir une apodisation satisfaisant au cahier des charges.

### 2.5.3.3.2 Expérience

Afin de valider par expérience le choix d'apodisation effectué lors de la modélisation, un réseau de longueur 5 cm a été réalisé en utilisant la méthode d'inscription faisant appel à la translation du faisceau UV devant un masque de phase (de longueur égale à 5 cm). Cette validation s'avère en fait délicate puisque nous ne connaissons pas la relation exacte existant entre la profondeur de modulation d'indice induite et l'énergie irradiant la fibre.

Le réseau est inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur évolue de 125 à 100  $\mu\text{m}$ . La variation totale de l'indice effectif  $\Delta n_{\text{eff fibre}}$  entre les deux extrémités du réseau est dans ce cas égale à  $2,8 \cdot 10^{-4}$  (calculée par l'approximation de Rudolph et Neumann de l'annexe II).

Le réseau réalisé a été apodisé. Le profil de l'intensité mesurée lors de la photoinscription est représenté sur la figure II.38. La puissance maximale est de 20 mW.

Profil expérimental de l'intensité UV le long du réseau

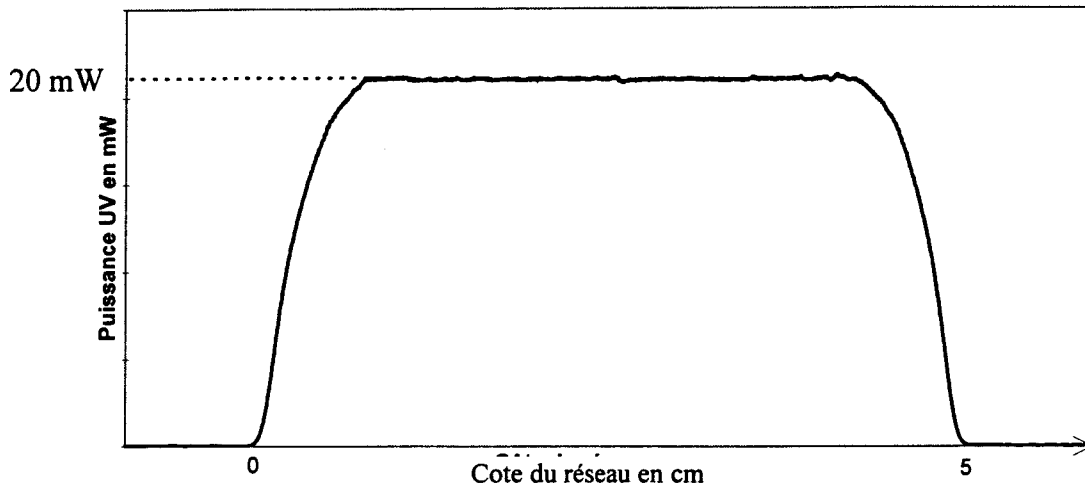


Figure II.38

*Profil d'intensité UV mesuré le long de la fibre  
La durée d'insolation totale est égale à 30 minutes*

Le profil UV représenté sur la figure II.38 a été obtenu par un masquage adapté du faisceau UV lors de sa translation devant le masque pendant la photoinscription. Le spectre du réseau de longueur 5 cm est représenté sur la figure II.39.

La chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg du réseau est égale à environ -11 dB. La réflectivité résiduelle en dehors de la bande utile est de l'ordre de -25 dB. La largeur de bande mesurée est égale à 0,45 nm.

## Facteur de réflexion

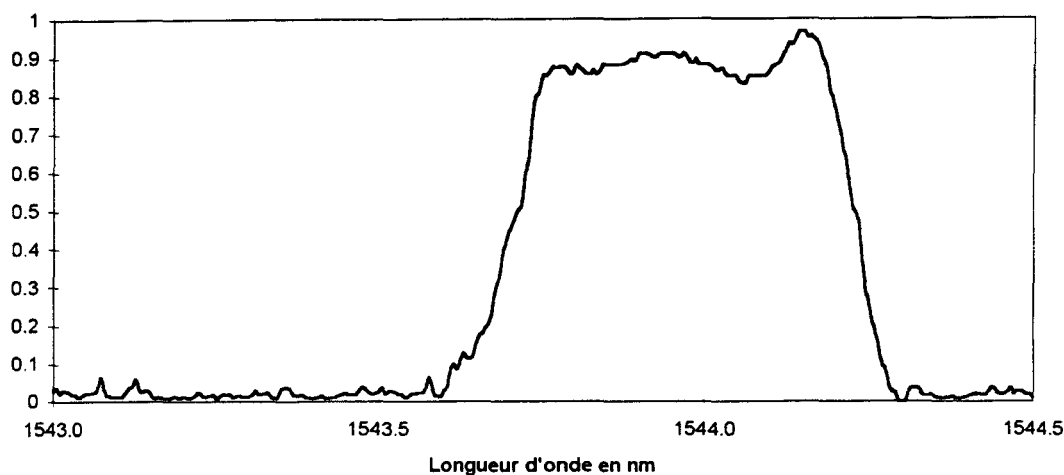


Figure II.39

*Spectre en réflexion d'un réseau à spectre apodisé inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur varie de 125 à 80  $\mu\text{m}$ . La longueur du réseau est égale à 5 cm*

Fibre FPG 581 hydrogénée à 50 bars  
 irradiance = 5  $\text{W}/\text{cm}^2$   
 $L=5\text{ cm}$  Durée du balayage = 32 min

L'évolution du retard introduit par la propagation dans ce réseau a été mesurée en fonction de la longueur d'onde. Elle est représentée sur la figure II.40 (réseau utilisé en réflexion).

## Retard en ps

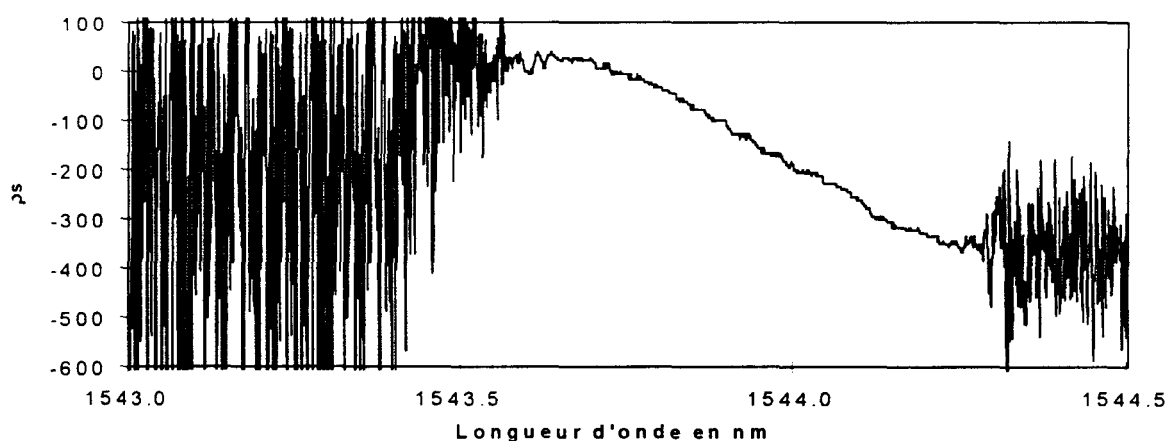


Figure II.40

*Mesure de l'évolution du retard introduit par la propagation dans le réseau de longueur égale à 5 cm en fonction de la longueur d'onde (réseau utilisé en réflexion).*

Ce réseau peut compenser une dispersion égale à 400 ps sur une plage spectrale égale à 0,45 nm (dans la zone rigoureusement linéaire), soit 890 ps/nm. La courbe de dispersion est affectée par des oscillations résiduelles de faible amplitude (de l'ordre de 10 ps). L'apodisation a cependant nettement amélioré l'aspect de la courbe de retard des réseaux à pas variables. En effet, l'amplitude des oscillations est passée de 100 ps à 10 ps. Les caractéristiques de ce réseau sont adaptées à son utilisation dans un système de transmission (voir paragraphe suivant).

Un bon accord est observé entre modélisation et expérience, ceci malgré l'incertitude sur l'évolution exacte de la modulation d'indice induite en fonction de l'énergie déposée sur la fibre lors de la photoinscription. L'apodisation correspondant au profil UV représenté sur la figure II.38 semble être un bon compromis entre la qualité de la courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde (sa linéarité) et la largeur spectrale utile du réseau.



## 2.6. CARACTERISATION DU PROFIL DE MODULATION CREE LORS DE L'INSCRIPTION DES COMPENSATEURS :

Nous avons utilisé le banc de caractérisation présenté dans le chapitre I afin d'apprécier l'allure des profils longitudinaux de modulation réalisés lors de l'inscription des réseaux compensateurs de dispersion chromatique. Nous avons ainsi été en mesure d'apprécier la qualité des apodisations réalisées par les différentes méthodes utilisées.

Si l'on admet que la distribution axiale de l'amplitude de modulation d'indice présente qualitativement la même allure que le profil de la répartition transverse d'intensité lumineuse du faisceau laser d'écriture le long de la fibre, un défaut détecté sur le profil du réseau peut être attribué à un défaut existant sur le faisceau d'écriture. Il est significatif d'une anomalie du banc d'inscription. On peut donc à posteriori corriger les imperfections éventuelles de ces bancs.

Dans ce paragraphe, nous présentons une série de graphes représentatifs de l'amplitude de la modulation d'indice en fonction de la cote  $z$  sur l'axe de la fibre. Les quantités  $\Delta n_{\text{mod}}$  sont normalisées en référence à l'amplitude maximale mesurée en un point du réseau. En réalité, la quantité directement accessible à la mesure est dans cette expérience la puissance optique diffractée  $P_{\text{diff}}(z)$  par le réseau. D'après le traitement théorique présenté par P. Krug et al [29]  $\Delta n_{\text{mod}}(z) \propto \sqrt{P_{\text{diff}}(z)}$ .

### 2.6.1. Détection de défauts de photoinscription.

Lors de la photoinscription de réseaux de Bragg au moyen du banc utilisant un masque de phase, la table de translation pas à pas (utilisée pour déplacer le faisceau incident sur le masque) présentait un défaut. Un frottement dans le dispositif de roulement à billes de la platine ( un défaut de sphéricité d'un des roulements) provoque des imperfections périodiques du profil longitudinal de la modulation d'indice.

Un réseau de longueur égale à 3 cm inscrit avec la table défectueuse présente une variation longitudinale de la modulation d'indice normalisée représentée sur la figure II.41.

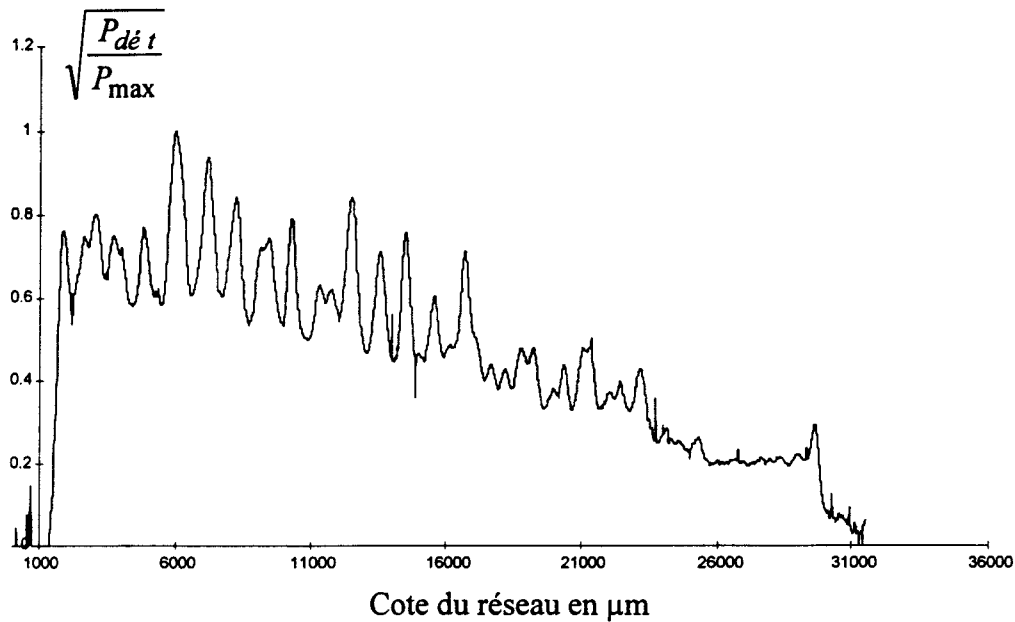


Figure II.41

*Amplitude normalisée de la modulation d'indice correspondant à un réseau de longueur 3 cm photoinscrit avec une table de translation défectueuse.*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars  
irradiance = 10 W / cm<sup>2</sup>  
L=3cm Durée d'irradiation = 3 min*

La puissance optique délivrée par le laser d'écriture étant bien stable (système power track), c'est le caractère périodique des imperfections présentes sur le profil qui a conduit à mettre en doute le fonctionnement de la table pas à pas, (seul élément mécanique en mouvement dans le banc d'inscription). Cette platine défectueuse a alors été remplacée.

### 2.6.2. Choix d'une apodisation efficace.

Le profil longitudinal de l'amplitude de modulation d'indice recherché pour atteindre un fonctionnement convenable du compensateur de dispersion chromatique, est semblable à celui représenté sur la figure II.42 (voir paragraphe précédent).

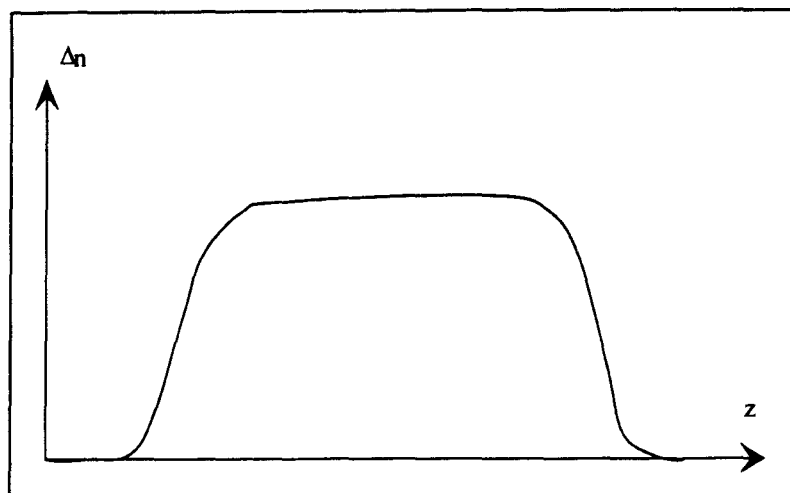


Figure II.42

*Profil recherché de l'amplitude de modulation d'indice des compensateurs de dispersion*

Le profil représenté sur la figure II.42 conduit à l'obtention d'un compensateur possédant les caractéristiques souhaitées (Ondulations résiduelles de la courbe de retard inférieures à 10 ps et largeur spectrale du réseau de l'ordre de 0,5 nm).

#### **2.6.2.1. Apodisation par masquage de faisceau.**

Le premier dispositif d'apodisation que nous avons imaginé était constitué de deux disques de diamètre égal à 5 mm distants de 5 cm environ (dans le cas d'un réseau de 5 cm) placé à une distance d'environ 2 cm derrière le dispositif de balayage de faisceau. Ce dispositif est représenté sur la figure II.43.

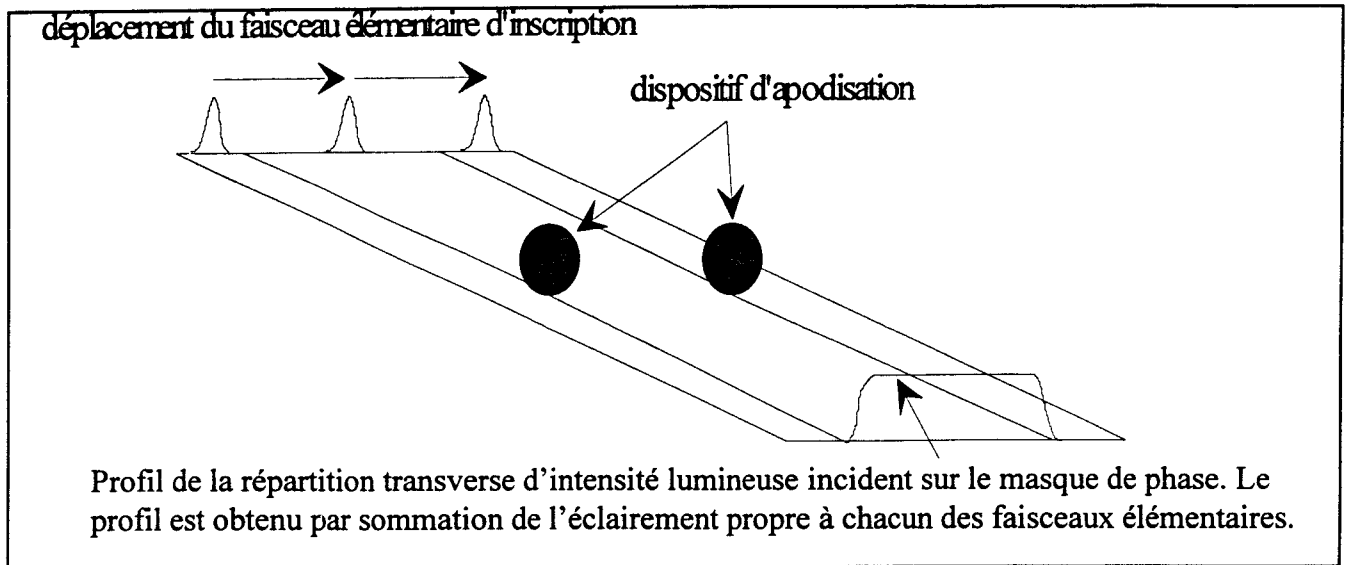


Figure II.43

*Schéma du dispositif d'apodisation par masquage de faisceau*

L'analyse de la puissance lumineuse diffractée par un réseau de 5 cm apodisé par le dispositif ci dessus a conduit au résultat de la figure II.44. Le profil d'indice présente plusieurs défauts.

La présence de deux pics sur les extrémités du profil peut être observée sur la figure II.44. Ces pics peuvent être attribués à la diffraction sur les bords du dispositif de masquage utilisé (diffraction de type Huygens-Fresnel). Bien que les réseaux de Bragg correspondant à ces pics ne soient pas en résonance (ils ne sont pas accordés à la même longueur d'onde de Bragg), ils sont responsables d'un effet de cavité de type Fabry - Perot. Cette cavité est à l'origine d'une part de la formation d'une ondulation résiduelle sur la caractéristique de compensation de dispersion chromatique et d'autre part d'une asymétrie de la réflectivité spectrale où des oscillations vers les plus courtes longueurs d'onde sont observées.

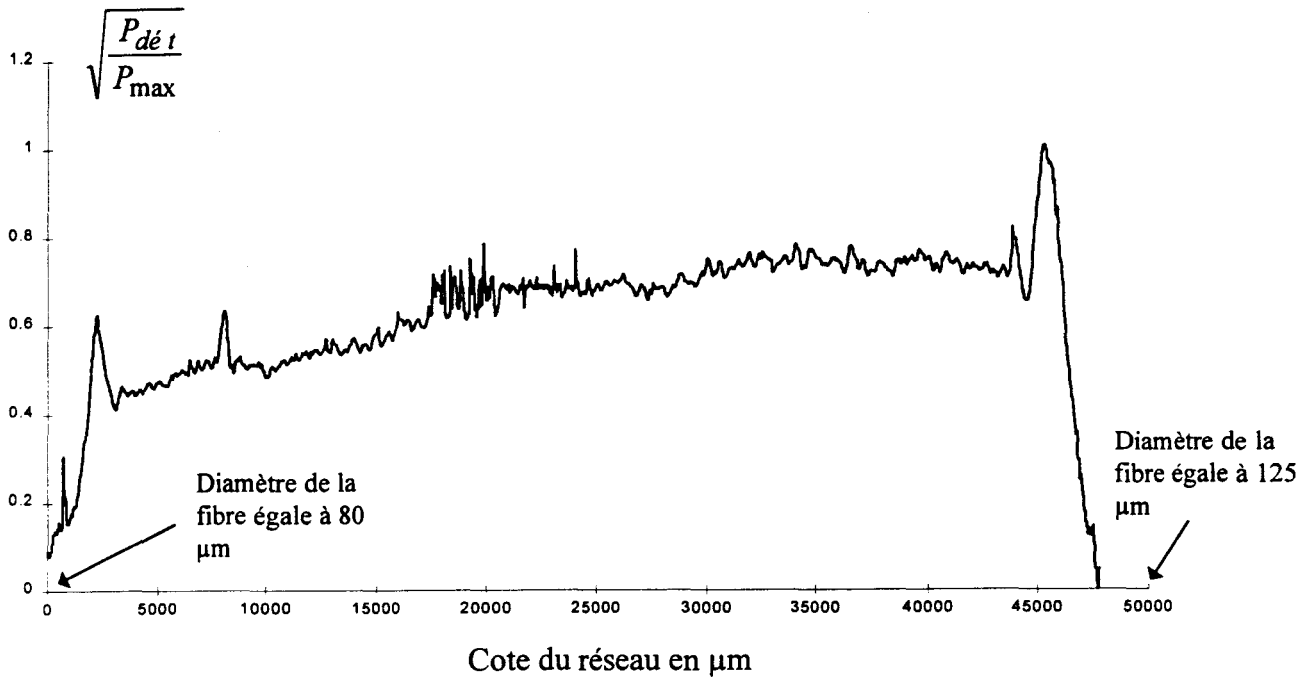


Figure II.44

*Evolution de l'amplitude normalisée de la modulation d'indice correspondant à un réseau de longueur 5 cm dont le spectre est apodisé par le montage de la figure II.43*

*Ce réseau est inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à 80  $\mu m$ .*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars  
irradiance = 5 W / cm<sup>2</sup>  
L=5cm Durée d'irradiation = 10 mn*

On peut également remarquer sur la figure II.44 une croissance significative de l'amplitude moyenne de la modulation d'indice de  $z = 0,25$  cm à  $z = 4,5$  cm. Ce résultat provient de ce que l'énergie optique déposée en chaque point du coeur de la fibre lors de la photoinscription du réseau n'a pas été maintenue à une valeur constante au cours de l'expérience. En effet, pendant l'inscription, l'élévation (dans un plan vertical) du faisceau UV s'est légèrement modifiée ce qui se traduit par une baisse de l'irradiance le long de la fibre.

Le bruit présent autour de 20000  $\mu m$  n'est pas dû à des imperfections du banc de caractérisation mais à des poussières présentes sur le réseau. Plus les réseaux sont longs (celui-ci mesure 5 cm), plus ils sont délicats à nettoyer ce qui augmente la probabilité pour que des poussières soient présentes sur la fibre.

### 2.6.2.2. Apodisation par variation du temps d'exposition

Une autre solution retenue, pour effectuer l'apodisation, a consisté à supprimer le dispositif de masquage de faisceau précédant, puis à moduler la vitesse de translation de la table pas à pas utilisée pour déplacer le faisceau UV sur la fibre.

Lors de la photoinscription de la première section apodisée correspondant à l'extrémité gauche du réseau, la vitesse de déplacement de la platine est progressivement réduite de façon à ce que la durée d'insolation augmente jusqu'au plateau de profil tel qu'il est représenté sur la figure II.42. Dans la région pour laquelle un plateau de profil est recherché, la vitesse est maintenue constante. Pendant la photoinscription de la deuxième section apodisée (extrémité droite du réseau) la vitesse de déplacement de la platine est progressivement augmentée de façon à ce que la durée d'insolation diminue.

Un réseau long de 5 cm a alors été ainsi réalisé. L'évolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice obtenue dans cette expérience est représenté sur la figure II.45.

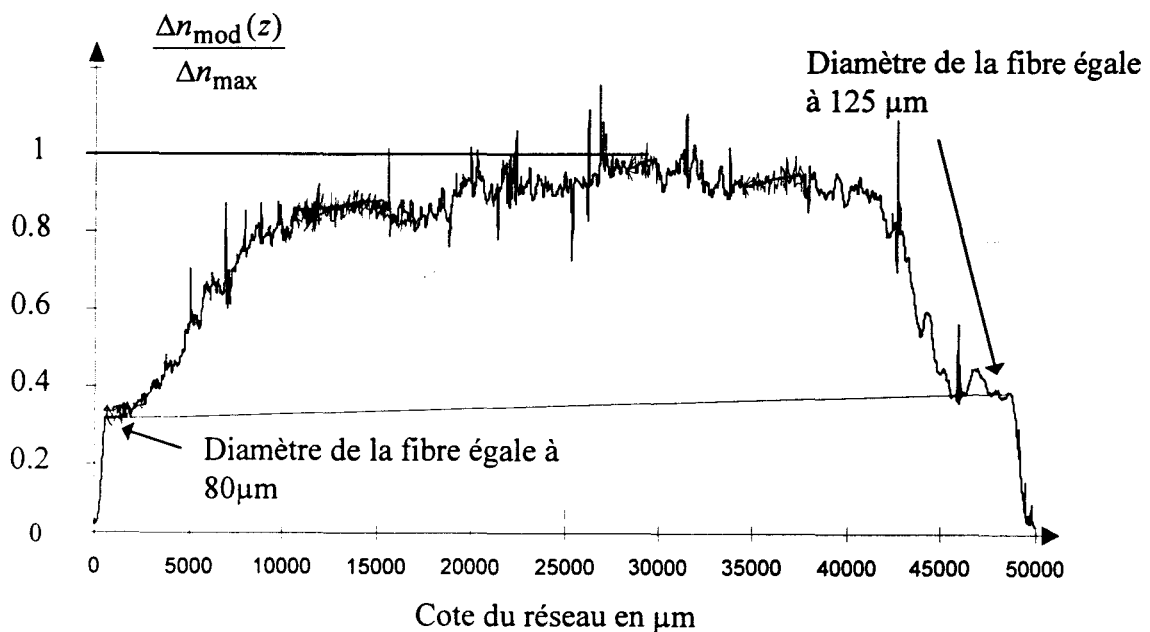


Figure II.45

*Evolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice.*

*(Réseau de longueur 5 cm à spectre apodisé en ajustant la durée d'insolation en chaque point de la fibre étirée).*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars  
 irradiance = 5 W / cm<sup>2</sup>  
 L=5cm Durée d'irradiation = 20 min*

Le profil observé se compose de deux contributions : La première contribution correspond à un réseau à spectre apodisé de longueur 5 cm classique (entre  $\frac{\Delta n_{\text{mod}}(z)}{\Delta n_{\text{max}}} = 0,4$  et 1), la deuxième (entre  $\frac{\Delta n_{\text{mod}}(z)}{\Delta n_{\text{max}}} = 0$  et 0,4) celle d'un réseau à spectre non apodisé de longueur 5 cm. L'apodisation réalisée ne correspond pas celle souhaitée (figure II.42). En effet, l'apodisation doit être telle que l'intensité de modulation évolue lentement (sans rupture de pente) de zéro à une extrémité du réseau jusqu'à une valeur maximale correspondant au plateau représenté sur la figure II.42. La durée d'insolation aux extrémités du réseau à spectre apodisé doit donc être quasi nulle, ce qui implique une vitesse de déplacement de la platine infinie. Ces conditions ne peuvent être réalisées si bien que tout point du réseau est insolé pendant une durée minimale au-dessous de laquelle on ne peut pas descendre. Il en résulte une augmentation de l'amplitude de modulation d'indice minimale qui s'avère néfaste à la qualité de l'apodisation effectuée.

#### 2.6.2.2. Apodisation retenue

La solution finalement retenue permet d'effectuer des apodisations satisfaisantes des spectres des réseaux. Le principe de la méthode ne peut être exposé ici pour des raisons de confidentialité puisqu'il fait l'objet d'un brevet en cours de dépôt.

L'apodisation est réalisée au moyen d'une méthode originale de masquage de faisceau. La figure II.46 présente l'évolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice le long d'un réseau de longueur égale à 3 cm inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur varie de 125  $\mu\text{m}$  à 80  $\mu\text{m}$  sur une distance de 5 cm.

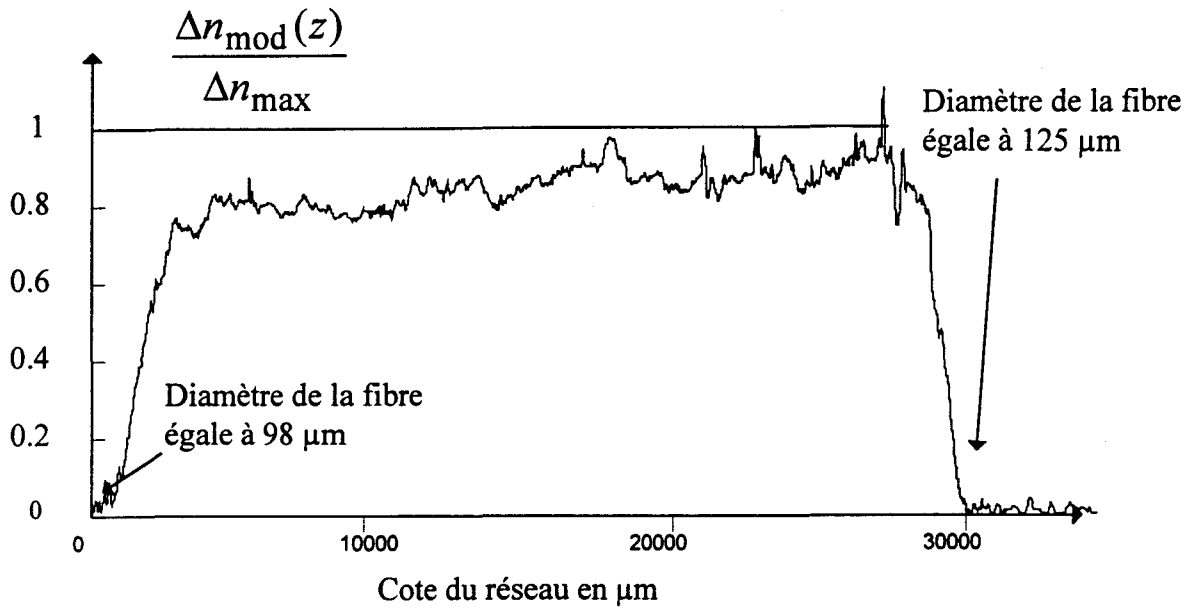


Figure II.46

*Evolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice.  
(Réseau à spectre apodisé de longueur 3 cm inscrit sur une fibre étirée)*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars  
irradiance = 5 W / cm<sup>2</sup>  
L=3cm Durée d'irradiation = 7 min*

Cette figure montre que les flancs de montée et de descente du profil d'indice (respectivement à l'entrée et à la sortie du réseau) ne présentent plus de rupture de pente. Le sommet du profil est quasi plat.

L'évolution du retard introduit par la propagation dans le réseau en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure II.47. La courbe de dispersion est affectée par des oscillations résiduelles de faible amplitude (de l'ordre de 10 ps). La méthode d'apodisation est donc appropriée pour réaliser des réseaux ayant les caractéristiques souhaitées (faible ondulation résiduelle de la courbe de retard).



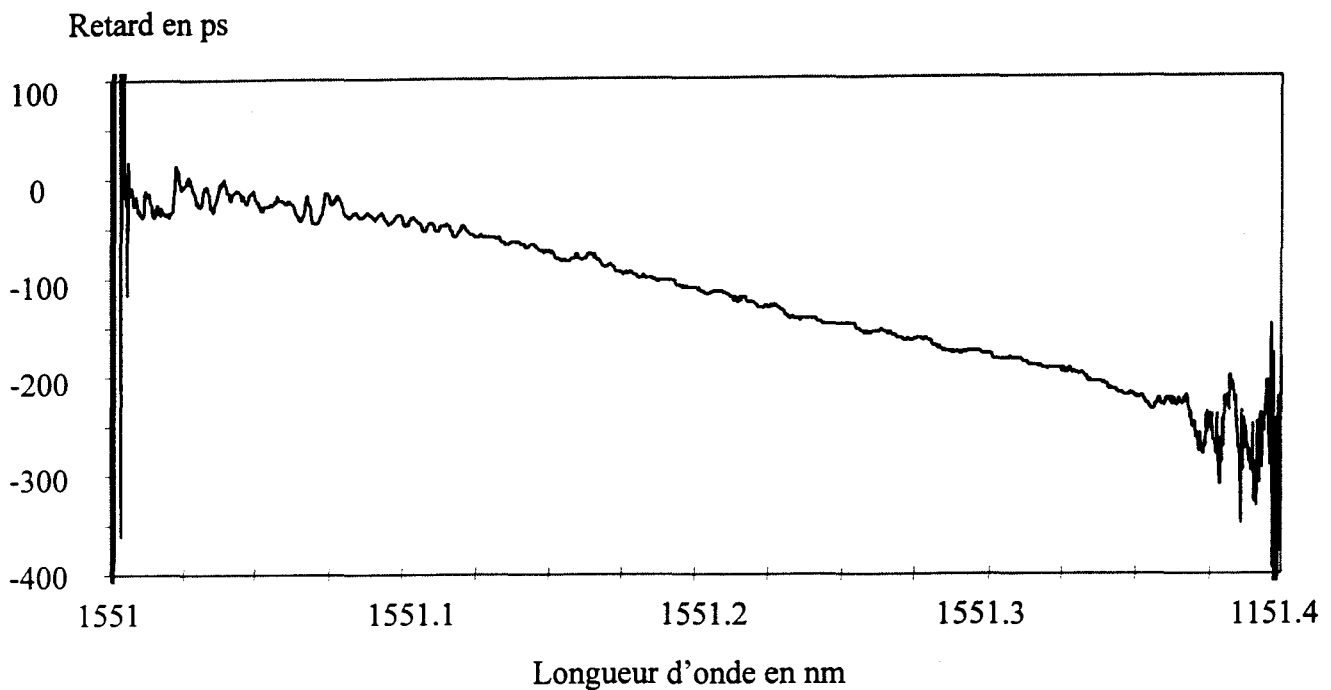


Figure II.47.

*Evolution du retard introduit par la propagation dans le réseau en fonction de la longueur d'onde (longueur du réseau égale à 3 cm)*

## 2.7. REALISATION DE RESEAUX CONCATENES :

La dispersion totale d'un compensateur de dispersion chromatique (exprimée en ps) est proportionnelle à la longueur du réseau. Il est donc nécessaire, pour compenser la dispersion introduite par de grande longueur de fibre (>100 km), de réaliser des réseaux longs. Jusqu'à présent, nous avons présenté les résultats relatifs à des réseaux d'une longueur maximale de 5 cm. Cette longueur correspond à la longueur des masques de phase disponibles (dans le laboratoire). Les réseaux ainsi réalisés compensent alors au maximum 500 ps. Afin de pallier cette limitation, il est donc nécessaire de pouvoir inscrire plusieurs réseaux côte à côte sur la fibre étirée. Ceci à condition que les phases des réseaux soient ajustées (relation II.36). Cette concaténation permet de disposer d'un réseau dont la longueur totale est équivalente à celle de la longueur totale de la fibre insolée.

Des expériences de concaténation de réseaux de Bragg ont déjà été présentées pour la compensation de dispersion chromatique [30]. Les techniques utilisées jusqu'à présent ne permettaient pas un contrôle précis de la distance séparant les extrémités de deux réseaux. Dans ces expériences, l'accord de phase entre chaque réseau était réalisé en insolant une petite longueur de fibre située à la séparation des deux réseaux (UV Trimming [31,32]).

Dans ce paragraphe, nous présentons la concaténation de deux réseaux de Bragg séparés par un espace rigoureusement contrôlé.

## 2.7.1. Modélisation

### 2.7.1.1. Influence de l'accord de phase entre les deux réseaux

Deux réseaux de même longueur séparés d'une distance «e» inscrits dans une fibre forment une structure Perot-Fabry [33]. L'accord fin des longueurs d'onde de résonance du Perot-Fabry est obtenu en augmentant légèrement la valeur de l'indice du coeur de la fibre sur une petite zone localisée entre les deux réseaux. Cet accord est réalisé par une irradiation UV. Elle se traduit par une augmentation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction du coeur de la fibre [34]. Il en résulte une augmentation  $\Delta n_{eff}$  de l'indice effectif du mode.

Dans le cas traité dans ce paragraphe, les pas effectifs des deux réseaux sont variables. Les longueurs d'onde de résonance centrale des réseaux ne sont donc pas identiques puisque les deux réseaux sont inscrits côte à côte sur la fibre étirée. La modélisation de la réponse spectrale qui correspond à deux réseaux de 4,5 cm adjacents dans la fibre étirée a été effectuée. La variation d'indice effectif choisie dans la modélisation est égale à  $5 \cdot 10^{-4}$  sur une distance égale à 9,5 cm. Le calcul montre que le réseau total possède une transmission égale à -13 dB. Sa réponse spectrale est apodisée (variation continue de la modulation d'indice à gauche du premier réseau et à droite du deuxième réseau). La distance séparant les extrémités des deux réseaux a été fixée à 100  $\mu\text{m}$ .

Les spectres calculés en réflexion d'un tel réseau sont représentés sur les figures II.48 et II.49. Le cas représenté sur la figure II.48 correspond à l'introduction d'un déphasage entre les réseaux, multiple impair de  $\pi$ . Ce déphasage correspond à une différence de marche multiple impair de  $\frac{\lambda_B}{2}$  où  $\lambda_B$  désigne la longueur d'onde centrale de la structure.

Facteur de réflexion

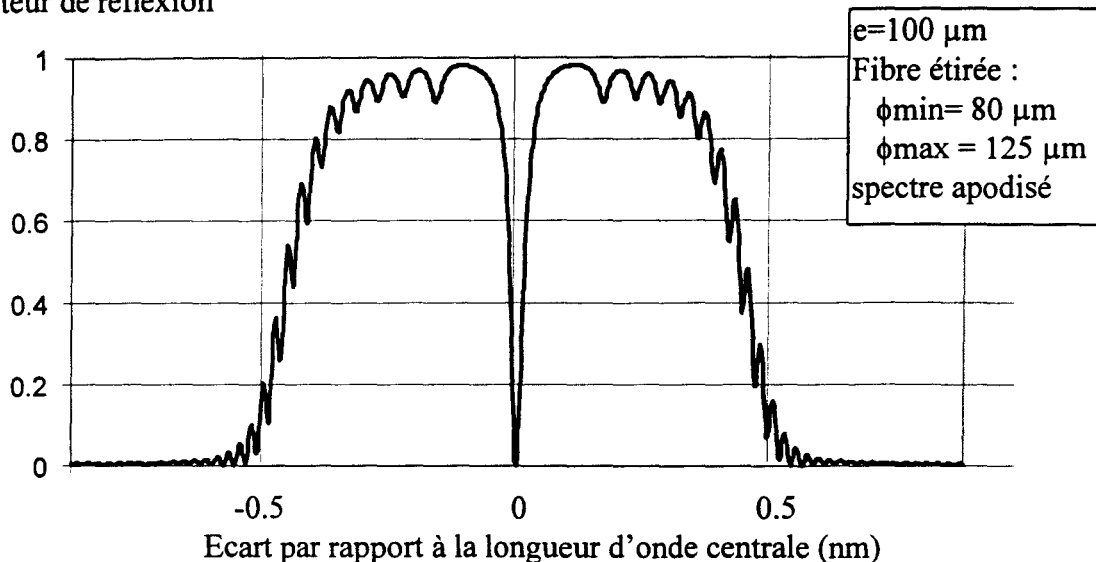


Figure II.48.

*Spectre en réflexion d'un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants de  $100 \mu\text{m}$  sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à  $80 \mu\text{m}$ .  
(La différence de phase entre les deux réseaux est un multiple impair de  $\pi$ )*

Facteur de réflexion

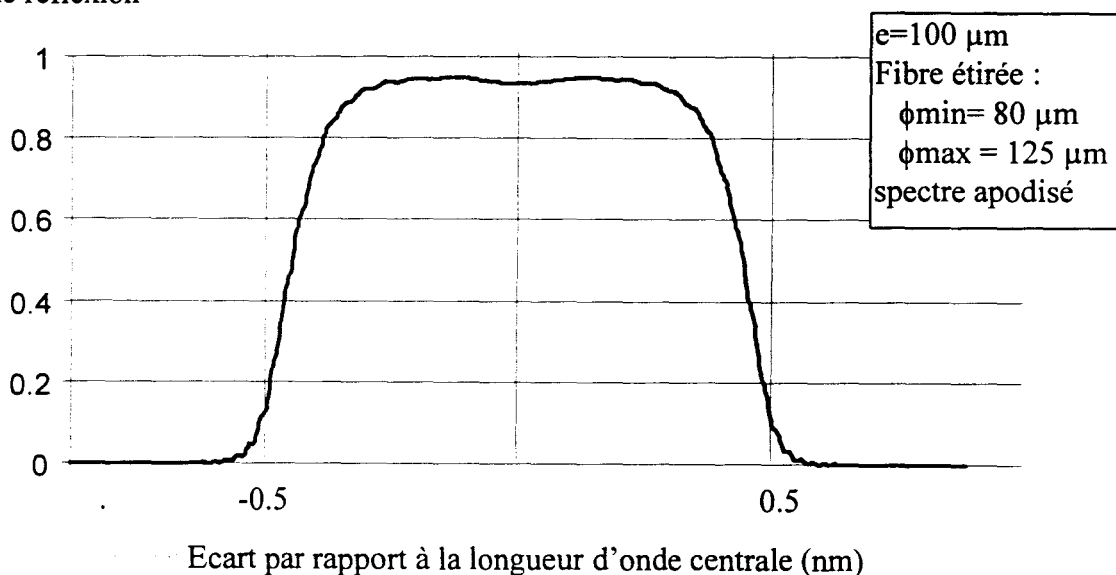


Figure II.49.

*Spectre en réflexion d'un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants de  $100 \mu\text{m}$  sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à  $80 \mu\text{m}$ .  
(La différence de phase entre les deux réseaux est un multiple de  $2\pi$ )*

Le cas présenté sur la figure II.49 correspond à un déphasage multiple de  $2\pi$ . L'introduction d'un déphasage multiple impair de  $\pi$  provoque l'apparition d'une étroite bande dans le spectre du réseau de Bragg. La localisation de cette bande peut se déplacer dans le spectre suivant la valeur du déphasage introduite dans le calcul. Les courbes représentant l'évolution du retard introduit par ces structures en fonction de la longueur d'onde sont représentées sur les figures II.50 et II.51.

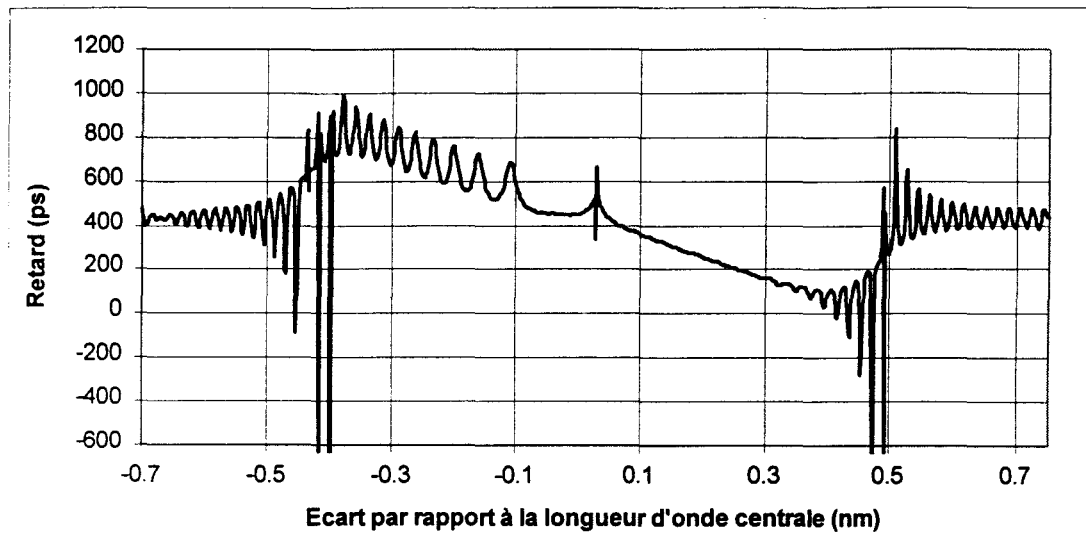


Figure II.50

*Evolution du retard introduit par un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants de  $100\ \mu\text{m}$  sur une fibre étirée dont le diamètre varie de  $125$  à  $80\ \mu\text{m}$  en fonction de la longueur d'onde. (La différence de phase entre les deux réseaux est un multiple impair de  $\pi$ .)*

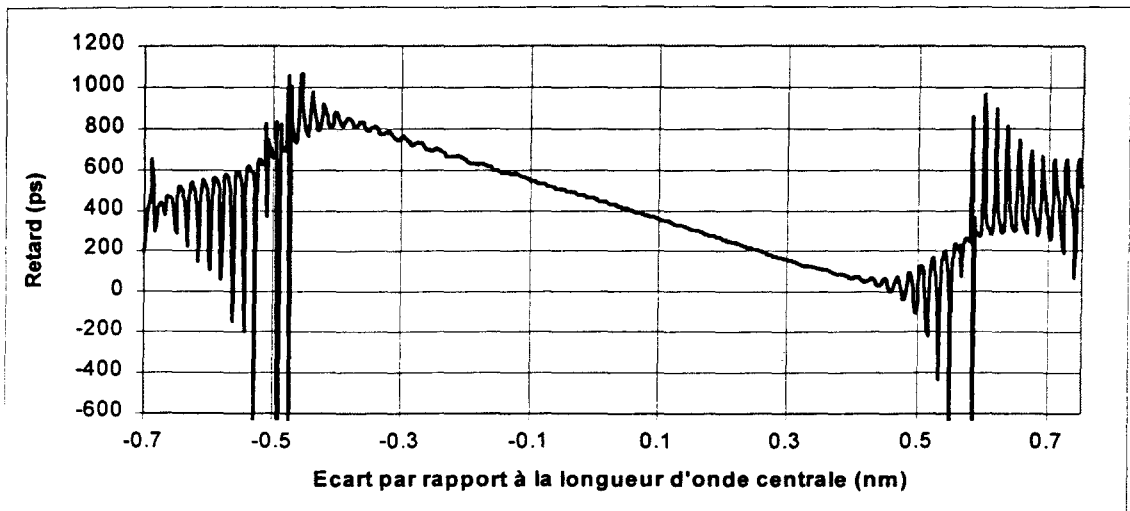


Figure II.51

*Evolution du retard introduit par un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants de  $100 \mu\text{m}$  sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à  $80 \mu\text{m}$  en fonction de la longueur d'onde. (La différence de phase entre les deux réseaux est un multiple de  $2\pi$ .)*

Ces deux tracés illustrent l'importance que revêt l'accord de phase entre les deux réseaux pour supprimer les ondulations résiduelles susceptibles de perturber le fonctionnement du compensateur.

### 2.7.1.2. Influence de l'espace sans modulation d'indice introduit entre les réseaux

Dans ce paragraphe nous nous proposons de déterminer la distance maximale sans modulation d'indice séparant les deux réseaux qui peut être introduite sans que la linéarité de la courbe de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde ne soit trop profondément altérée. Le critère d'acceptation concerne l'amplitude des ondulations résiduelles (ps crête à crête) qui doit rester inférieur à  $30 \text{ ps}$ .

Nous avons procédé à la modélisation de la réponse spectrale de deux réseaux longs de  $4,5 \text{ cm}$  séparés par une distance «e» dans une fibre étirée. «e» constitue le paramètre de la modélisation. La variation d'indice effectif de la fibre étirée est égale à  $5 \cdot 10^{-4}$  sur une longueur de  $9,5 \text{ cm}$  (cas identique au paragraphe précédant). Le réseau global correspondant à ces caractéristiques possède une transmission de  $-13 \text{ dB}$ . Il est apodisé. Les résultats présentés sont obtenus dans le cas d'un accord de phase.

Les spectres calculés en réflexion pour trois valeurs de l'espacement 'e' sont représentés sur les figures II.52 ( $e = 100 \mu\text{m}, 400 \mu\text{m}, 1 \text{ mm}$ ).

## Facteur de réflexion

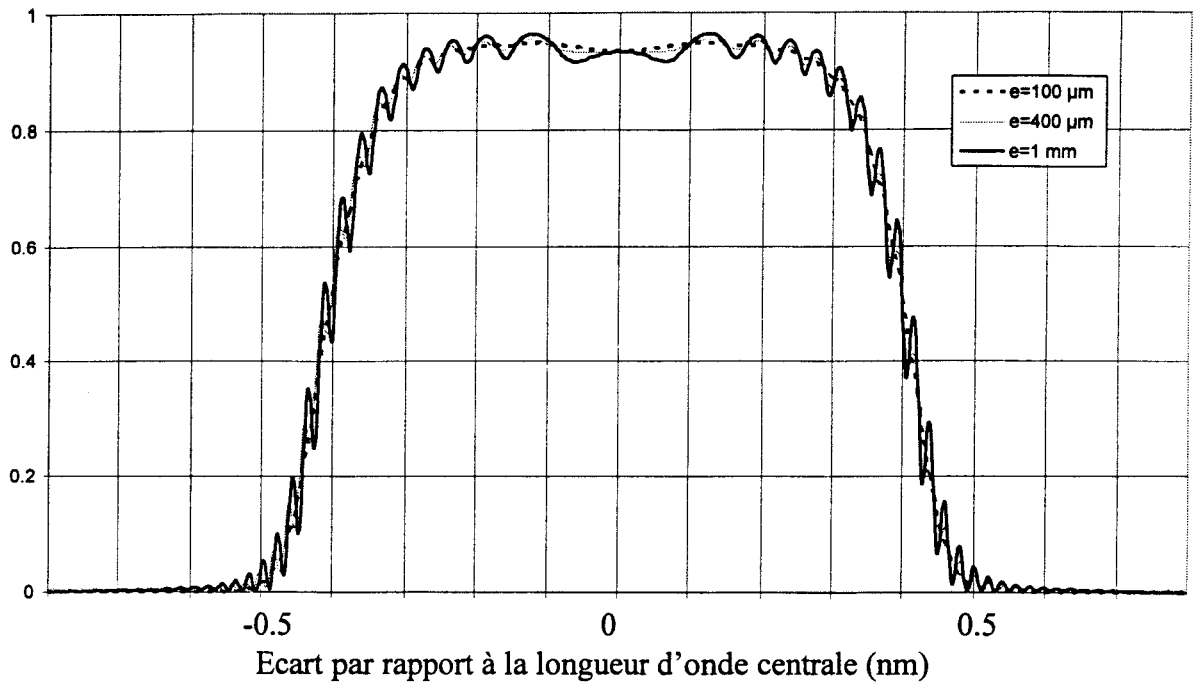


Figure II.52.

*Spectres en réflexion d'un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants de «e» = 100 µm, 400 µm et 1 mm sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à 80 µm.*

La valeur de la distance «e» sans modulation entre les réseaux modifie l'aspect du spectre. En effet, plus l'espace est important et moins le spectre au centre de la bande est « plat ». Cette propriété peut s'avérer préjudiciable pour l'utilisation de ce type de réseau en tant que compensateur de dispersion chromatique car le signal réfléchi ne doit pas être trop déformé.

L'influence de la valeur de l'espace entre réseaux sur la courbe de dispersion est illustrée par la figure II.53. Les évolutions spectrales de cinq réseaux de 9 cm y sont représentées pour cinq valeurs de 'e'; respectivement 'e' = 50 µm, 100 µm, 200 µm, 400 µm et 1 mm.

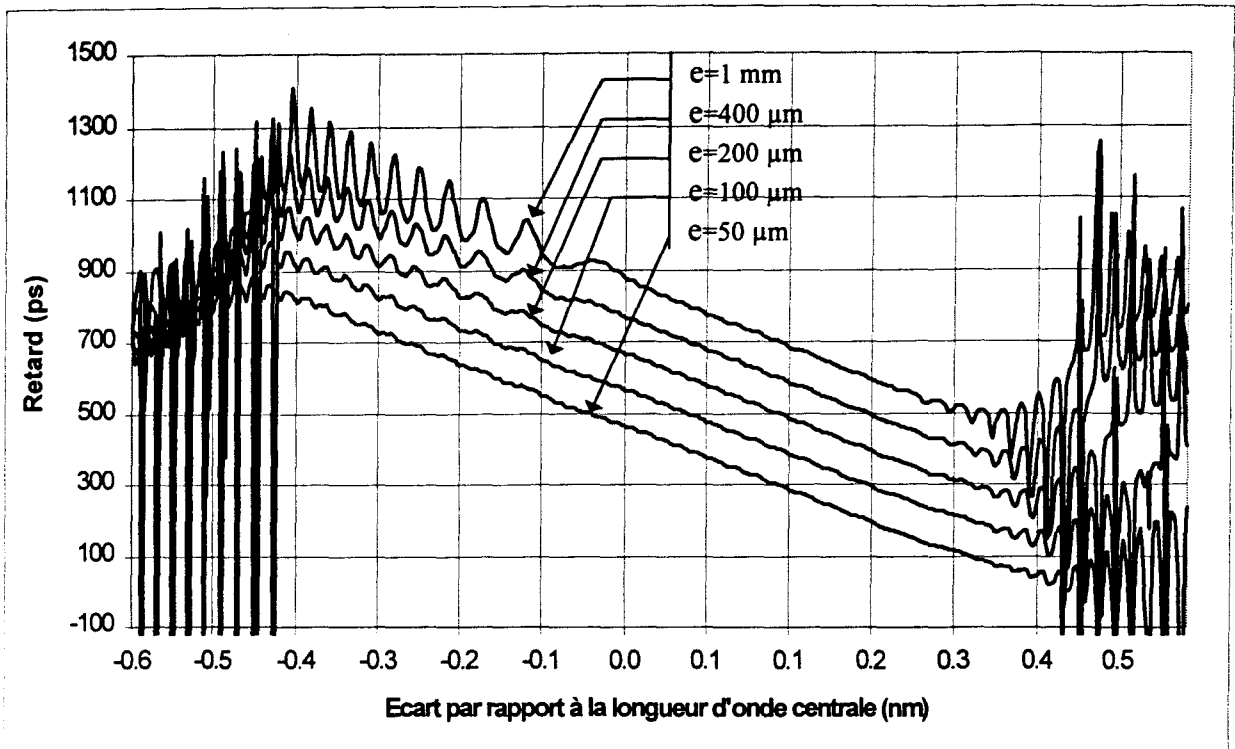


Figure II.53.

*Evolutions du retard introduit par un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm sur une fibre étirée dont le diamètre varie 125 à 80 μm dans le cas où 'e' prend les valeurs : 50 μm, 100 μm, 200 μm, 400 μm et 1 mm*

Plus la valeur de 'e' est importante, plus l'aspect des courbes de retard se dégrade. En effet lorsque la valeur de 'e' est supérieure à 100 μm, les amplitudes des ondulations résiduelles des courbes de retard deviennent prohibitives (supérieures à 40 ps).

La modélisation a donc permis de quantifier l'influence du désaccord de phase entre les ondes réfléchies par les réseaux ainsi que celle de la valeur de l'espace sans modulation séparant les réseaux. Il s'avère nécessaire pour réaliser un compensateur à partir de deux réseaux de Bragg concaténés que l'accord de phase soit convenable (voisin de  $2\pi$ ) et que la distance entre les deux réseaux n'excède pas 150 μm.

### 2.7.2. Mode opératoire

Nous nous sommes proposés de réaliser un compensateur dont les caractéristiques vérifient le cahier des charges défini dans le paragraphe précédent.

### 2.7.2.1. Réalisation d'un dispositif qui permet de contrôler la distance séparant les deux réseaux

Afin de contrôler l'écart entre les deux réseaux, un nouveau support de fibre et de masque a été réalisé.

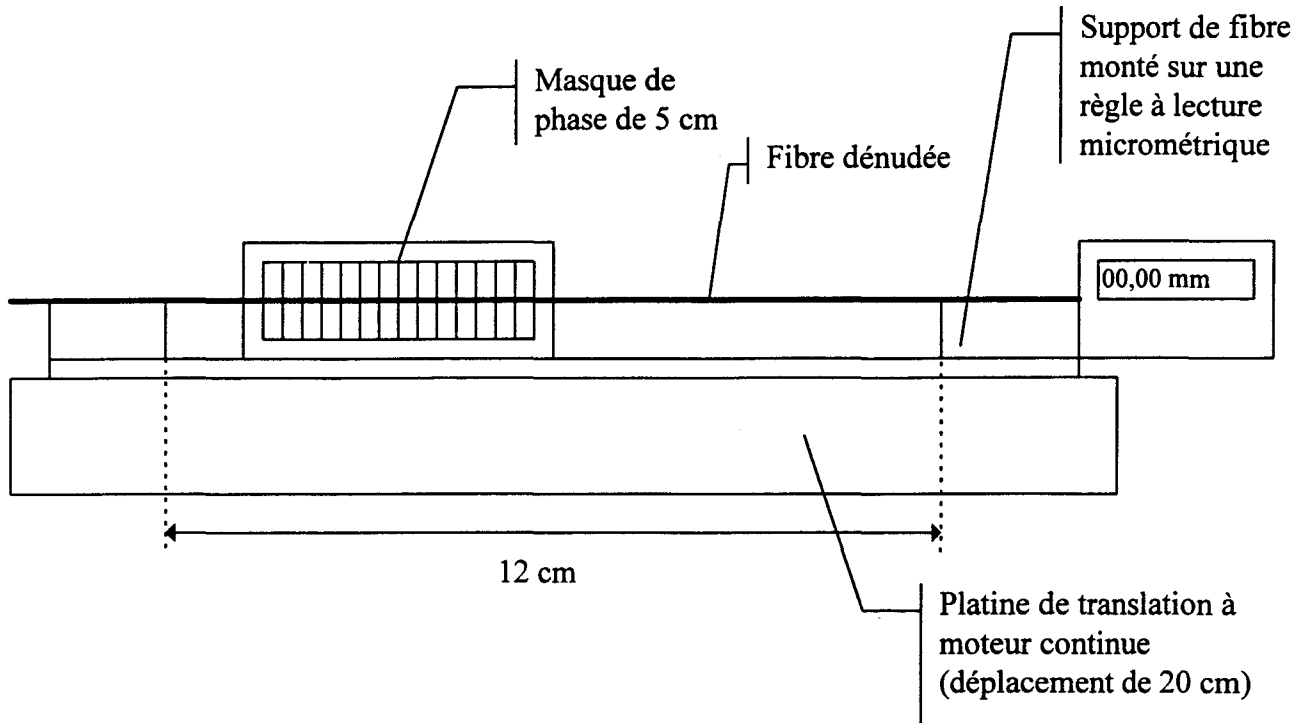


Figure II.54

*Schéma du support de masque de phase et de fibre*

L'inscription a été réalisée suivant la technique de translation de l'ensemble fibre masque de phase devant le faisceau UV au moyen d'une platine de translation à moteur continu (ne provoquant aucune vibration susceptible de nuire à la photoinscription). Le support de fibre a été monté sur une règle micrométrique. Ce dispositif permet de contrôler le déplacement de la fibre par rapport au masque de phase avec une incertitude de l'ordre de  $30 \mu\text{m}$ .

### 2.7.2.2. Réalisation d'un compensateur de 9 cm de long.

Afin de réaliser des réseaux de longueur 9 cm à pas effectifs variables, des fibres étirées ayant dont le diamètre extérieur varie de  $125 \mu\text{m}$  à  $100 \mu\text{m}$  sur une longueur de 9,5 cm ont été fabriquées. La différence d'indice effectif ainsi obtenue est de  $2,8 \cdot 10^{-4}$  (calculée par l'approximation de Rudolph et Neumann de l'annexe II). Un premier réseau long de 4,5 cm a été photoinscrit par déplacement de l'ensemble masque de phase - fibre devant le faisceau



UV. Une apodisation par masquage de faisceau a été réalisée sur le côté droit de ce réseau (voir Figure II.55.a). Des caches ont été disposés derrière le masque de phase au contact de la fibre afin d'obtenir une chute abrupte de l'intensité UV sur le côté gauche du réseau.

Après inscription du premier réseau, une translation de la fibre sur une distance égale à 4,5 cm a été effectuée et contrôlée à l'aide de la règle micrométrique. Un deuxième réseau a alors été photoinscrit (Figure II.55.b). L'apodisation a été réalisée du côté gauche et l'occultation du faisceau a été obtenue par un cache identique au premier de façon à obtenir une chute abrupte de  $\Delta n$  côté droit.

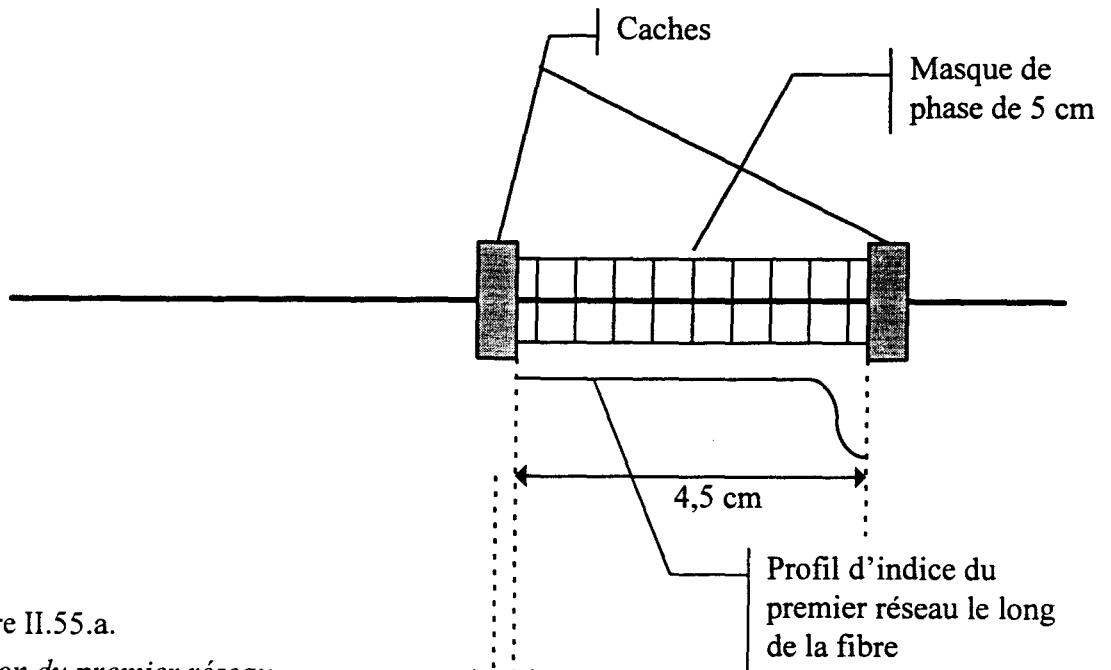


Figure II.55.a.

*Photoinscription du premier réseau*

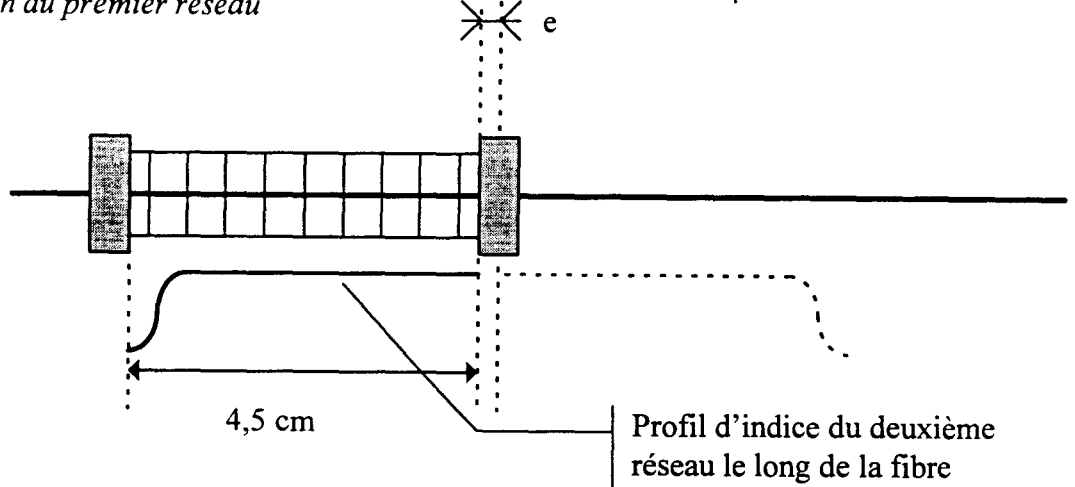


Figure II.55.b.

*Photoinscription du deuxième réseau après translation de la fibre de 4,5 cm (par rapport au masque de phase)*

### 2.7.2.3. Caractérisation du compensateur.

Le spectre du réseau obtenu est représenté sur la figure II.56.

Facteur de réflexion

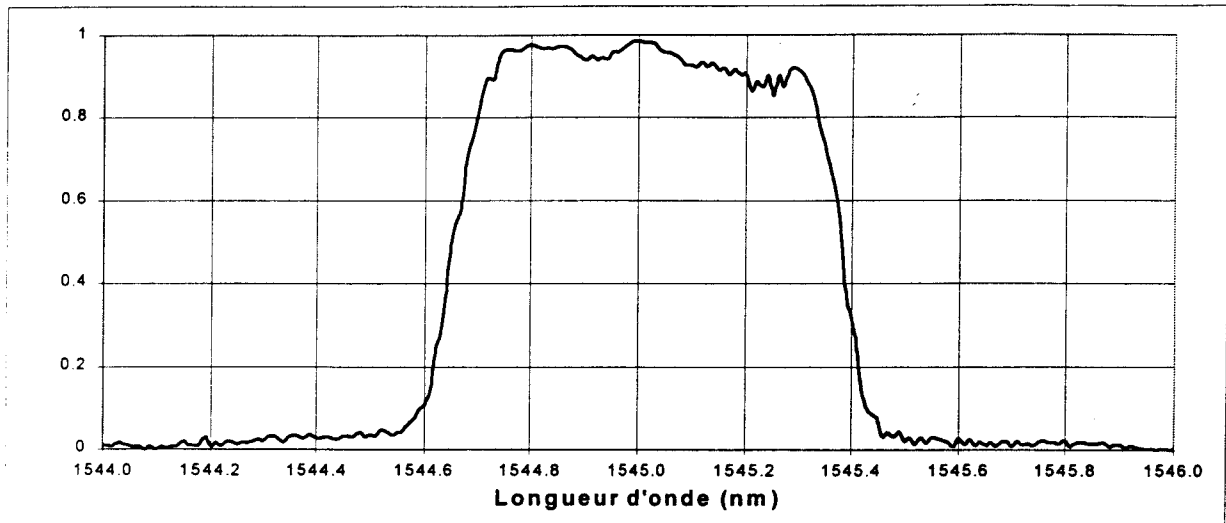


Figure II.56

*Spectre en réflexion d'un réseau de longueur 9 cm constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm séparés par une distance 'e'.  
(Résolution égale à 0,002 nm)*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 50 bars  
irradiance = 5 W / cm<sup>2</sup>  
L=2 fois 4,5 cm Durée d'irradiation = 2 fois 16 min*

La transmission du réseau obtenu est égale à - 13 dB, la largeur spectrale à mi hauteur est égale à 0,75 nm. Une mesure de la distance sans modulation ('e') séparant les deux réseaux a été effectuée à l'aide du banc de caractérisation présenté dans le chapitre I. L'espace mesuré est tracé sur la figure II.57.

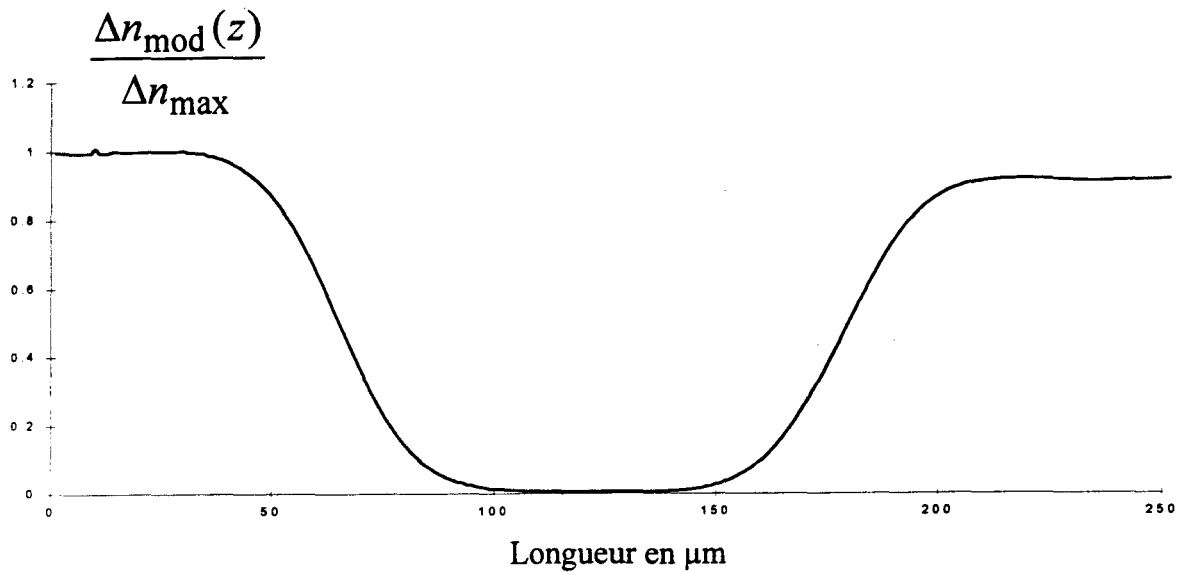


Figure II.57.

*Evolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice sur la distance séparant les deux réseaux*

Le diamètre du spot du laser He-Ne utilisé pour caractériser  $\Delta n_{\text{mod}}$  est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  à mi hauteur. Ce diamètre limite la résolution spatiale de la méthode de mesure. Cette résolution peut être considérée égale à environ 40  $\mu\text{m}$ . Ceci limite la précision sur l'aspect de l'évolution de  $\Delta n_{\text{mod}}(z)$  sur des distances courtes ( $\leq 40$   $\mu\text{m}$ ). L'espace mesuré est de l'ordre de 75  $\mu\text{m}$  à mi hauteur. Cette distance est en bon accord avec le résultat recherché compte tenu de la précision du système de déplacement micrométrique.

Une mesure de la compensation du réseau de Bragg a ensuite été effectuée. La courbe du retard introduit par le réseau est représentée sur la figure II.58.

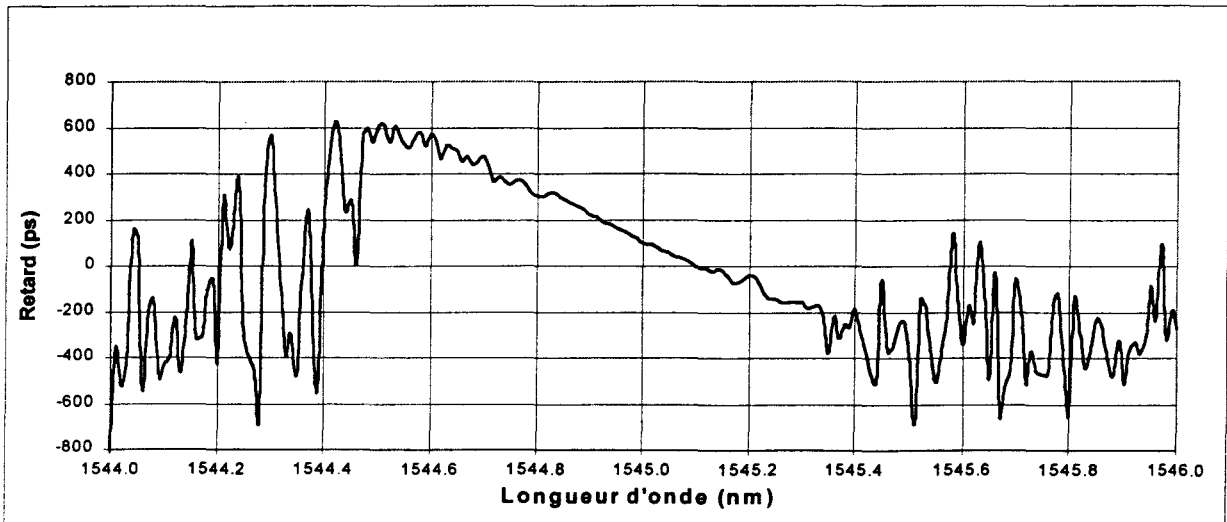


Figure II.58.

*Mesure du retard introduit par le réseau de longueur 9 cm en fonction de la longueur d'onde. Ce réseau est constitué par deux réseaux de longueur 4,5 cm distants d'une distance de l'ordre de 75  $\mu\text{m}$ . Ils sont inscrits sur une fibre étirée dont le diamètre varie de 125 à 100  $\mu\text{m}$ . (la différence de phase entre les deux réseaux est voisine d'un multiple de  $2\pi$ )*

Le réseau compense un retard égale à 800 ps sur une plage de 0,75 nm soit une dispersion de 1000 ps / nm. L'amplitude des ondulations résiduelles est de l'ordre de 40 ps dans la zone des courtes longueurs d'onde et inférieures à 10 ps dans celles des grandes longueurs d'onde.

### 2.7.3. Discussion

Un réseau long de 9 cm a donc été réalisé en inscrivant deux réseaux de longueur égale à 4,5 cm espacés de 100  $\mu\text{m}$  sur une fibre étirée. Aucune bande étroite correspondant à une chute de réflectivité du Fabry-Perot (figure II.48) n'a été observée sur le spectre du compensateur. Dans l'hypothèse d'un désaccord de phase entre les réseaux égal à  $\pi$ , le calcul montre que la largeur spectrale de la bande est égale à 0,025 nm (Figure II.45 : cas d'un espace égal à 100  $\mu\text{m}$ ). Cette bande aurait pu être facilement observée lors de la caractérisation avec la source accordable (résolution de 0,002 nm).

Le retard introduit par ce dispositif évolue linéairement en fonction de la longueur d'onde dans la bande spectrale utile du réseau. Nous avons réalisé une dizaine de dispositifs semblables à celui dont les caractéristiques sont représentées sur les figures II.57 et II.58. De façon fortuite, les résultats enregistrés ont été analogues à ceux que nous venons de décrire.

Nous n'avons, en effet, pas mis en évidence expérimentalement de chute de réflectivité dans le spectre du compensateur telle que celle représentée sur la figure II.48. Ce résultat signifie que l'accord de phase entre les réseaux était voisin de  $2\pi$ . Il faut noter que si un désaccord de phase avait été mis en évidence, il aurait pu être difficile de le compenser par insolation uniforme de l'espace sans modulation (UV trimming). En effet l'élévation d'indice nécessaire pour obtenir un déphasage de  $\pi$  sur une longueur de  $100\ \mu\text{m}$  est de l'ordre de  $10^{-2}$ . Cet ordre de grandeur est difficilement réalisable par irradiation UV.

Dans ce paragraphe, nous avons montré que des réseaux concaténés avec un espace entre réseaux très réduit ( $75\ \mu\text{m}$ ) sont réalisables. La courbe caractéristique de la dispersion obtenue présente des ondulations résiduelles dont l'amplitude reste de l'ordre de  $40\ \text{ps}$ . La méthode décrite permet donc de réaliser des longs réseaux à plus faible coût (utilisation de masques de phase moins longs).

## 2.8. INTRODUCTION DES COMPENSATEURS DANS DES MESURES SYSTEMES :

Plusieurs réseaux compensateurs ont été fabriqués à différentes longueurs d'onde. Les principales caractéristiques des composants réalisés sont présentées dans le tableau 4.

Réseau N°	Longueur d'onde centrale (nm)	Longueur	Dispersion (ps/nm)	Largeur de bande à 1 dB (nm)	Ondulation résiduelle (ps crête à crête)
R1	1548	5 cm	1110	0.36	< 10
R2	1552.05	5 cm	1140	0.42	15
R3	1556.15	5 cm	944	0.33	50
R4	1558.95	5 cm	800	0.4	< 10
R5	1556	5 cm	890	0.45	< 10
R6	1551	5 cm	570	0.7	< 10
R7	1545	2 X 4,5cm	800	0.75	< 40

Tableau 4

*Principales caractéristiques des compensateurs à réseau utilisés dans des systèmes*

Ces réseaux ont été utilisés dans un système de transmission [35]. Il s'est agi de mesurer la longueur de fibre dont il est possible de compenser la dispersion par les réseaux ainsi que la largeur de bande utile des compensateurs. Le compensateur R1 (tableau 4) a fait l'objet d'une caractérisation plus complète.

Le spectre en réflexion du réseau R1 est représenté sur la figure II.59. Ce réseau de longueur égale à 5 cm est apodisé. Il est inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur varie de 125 à 100  $\mu\text{m}$  sur 5 cm. Il présente un facteur de réflexion à 1 nm de la longueur d'onde centrale inférieur à -28 dB. La largeur spectrale du réseau à 3 dB est égale à 0,36 nm.

L'évolution du retard introduit par ce compensateur est représentée en fonction de la longueur d'onde sur la figure II.60.

La compensation introduite par le réseau R1 est égale à - 400 ps sur une plage spectrale de 0,36 nm soit une dispersion totale de - 1110 ps/nm. Le réseau est donc théoriquement capable de compenser la dispersion introduite par la propagation d'une impulsion de largeur spectrale inférieur à 0,36 nm sur une longueur de fibre standard (fibre type G652, dispersion = 17 ps/nm.km) égale à 65,4 km. Cette ordre de grandeur a été vérifié dans une configuration « système ».

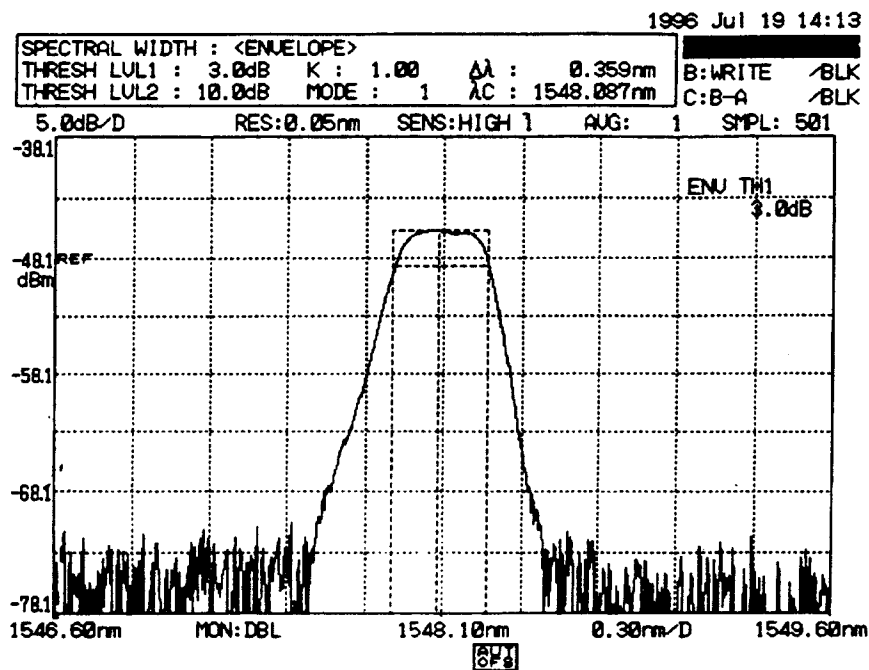


Figure II.59.

*Spectre en réflexion du réseau R1*

*Fibre FPG 581 hydrogénée à 150 bars*

*Fibre étirée de 125 à 100  $\mu\text{m}$  sur 5 cm*

*irradiance = 2W /  $\text{cm}^2$*

*L=5cm Durée d'irradiation = 15 min*

Retard (ps)

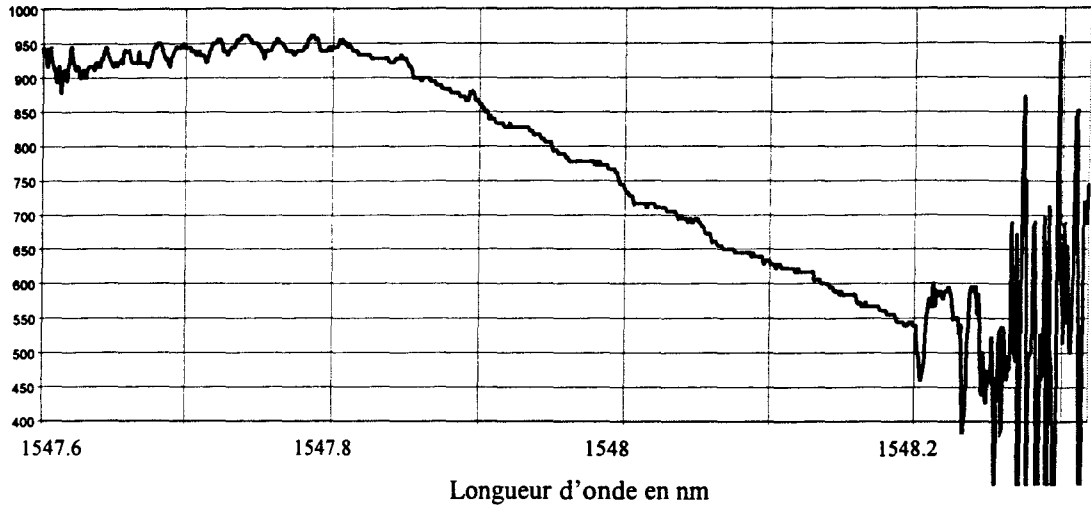


Figure II.60.

*Mesure du retard introduit par le réseau R1 en fonction de la longueur d'onde.*

*(Mesure effectuée par la méthode du déphasage décrite précédemment)*

### 2.8.1. Description du banc de caractérisation :

Le banc de test est constitué (figure II.61.) d'une source laser accordable (TUNICS, Photonics SA), d'un modulateur externe Mach-Zehnder réalisé selon les techniques de l'optique intégrée dans un cristal de niobate de lithium. L'intensité des impulsions issues du modulateur présente une forme gaussienne en fonction du temps. La largeur à 1/e est égale à 100 ps. Le modulateur est caractérisé un paramètre de « chirp » C positif (environ égale à 0,4). Le paramètre C [1] peut être défini par la relation  $T_0 \Delta\omega = (1 + C^2)^{1/2}$ .  $T_0$  est la demi largeur temporelle à 1/e de l'impulsion (égale à 50 ps) et  $\Delta\omega$  est la demi largeur spectrale de l'impulsion à 1/e en intensité (environ égale à 20 GHz). C va permettre de comprimer temporellement l'impulsion qui se propage dans le milieu dispersif ( $\beta_2 < 0$ ) tant que la distance de propagation reste inférieure à une longueur  $L_{\min}$  définie par la relation

$$L_{\min} = \frac{C}{1 + C^2} L_D \quad (L_D \text{ est la longueur de dispersion}).$$

Le signal optique est injecté dans une longueur variable de fibre composée d'un jeu de 10 tronçons de longueur 10 km et d'un jeu de 100 km de fibre (fibre G652). Un atténuateur accordable permet de limiter la puissance optique incidente sur le préamplificateur (dans le cas où la longueur de propagation est faible). Un filtre de largeur spectrale égale à 1 nm permet d'éliminer les radiations de pompe indésirables issues du préamplificateur. Enfin, un récepteur à 10 Gbits/s permet d'analyser le signal optique transmis.

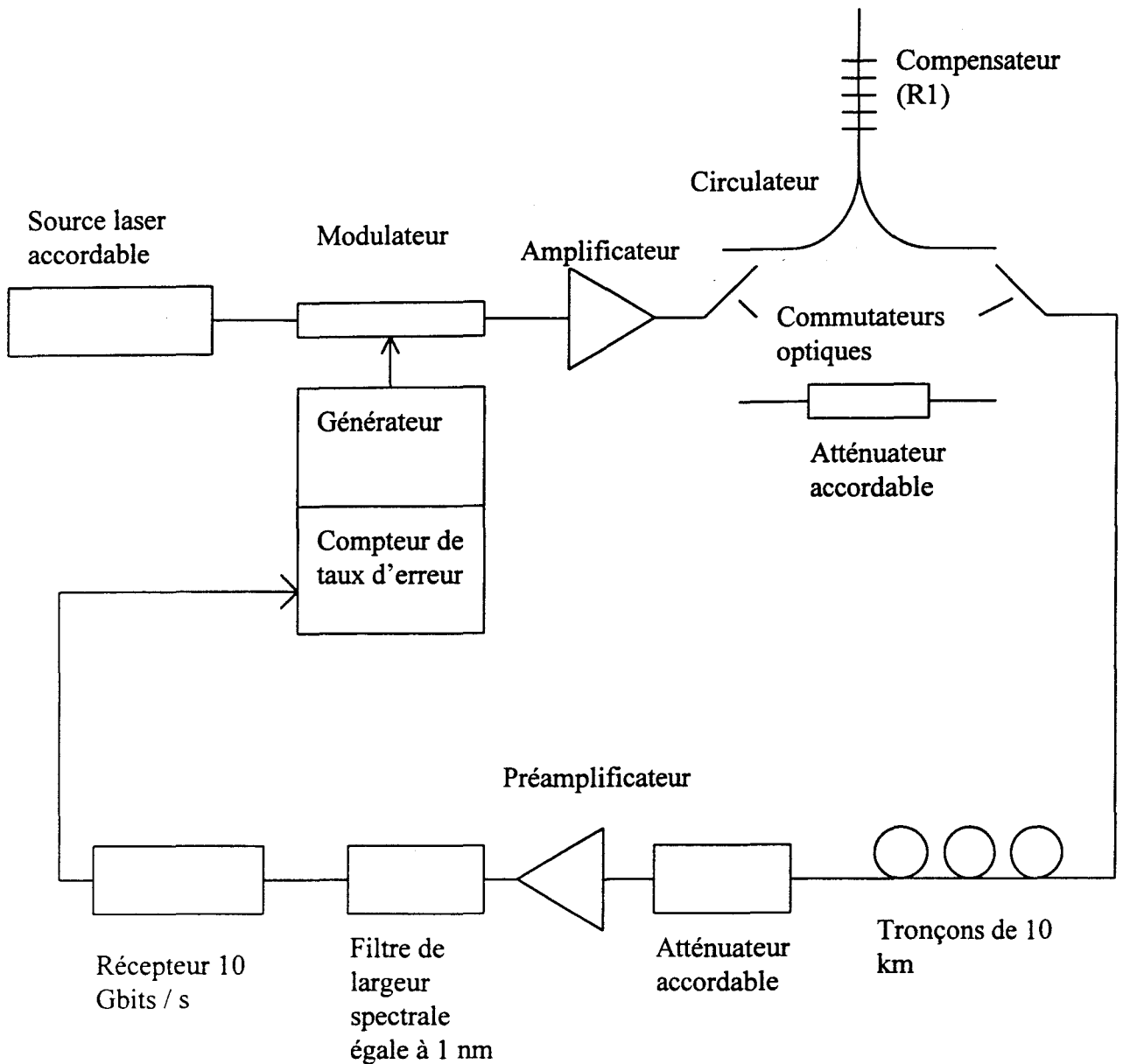


Figure II.58.

Schéma du banc de test

Le compensateur peut être placé avant ou après la fibre optique. Des mesures de largeur d'impulsion ainsi que des mesures de taux d'erreurs binaires ont été réalisées en fonction de la longueur de la liaison.



### 2.8.2. Mesure de largeur d'impulsion :

La largeur temporelle des impulsions a été mesurée en fonction de la distance de propagation à un taux de répétition de 9,9283 Gbits/s (STM64) en introduisant ou non le compensateur (utilisation de commutateurs optiques) afin de déterminer la longueur de fibre dont il est possible de compenser la dispersion par le compensateur. La puissance injectée est maintenue à un niveau relativement faible (+5 dBm) pour minimiser les effets non-linéaires. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la figure II.59. Dans un premier temps les impulsions se compriment en raison du prechirp négatif introduit par le modulateur pour atteindre une valeur de 50 ps. Dans un deuxième temps les impulsions s'élargissent en raison de la dispersion chromatique introduite par la fibre. La distance entre les minima des deux courbes (41 km sans compensateur et 106 km avec compensateur) est d'environ 65 km. Elle correspond à la longueur de dispersion de la fibre compensée par le réseau. Ceci est en bon accord avec le calcul prédisant une longueur de fibre compensée égale à 65,4 km.

Largeur temporelle des impulsions en ps

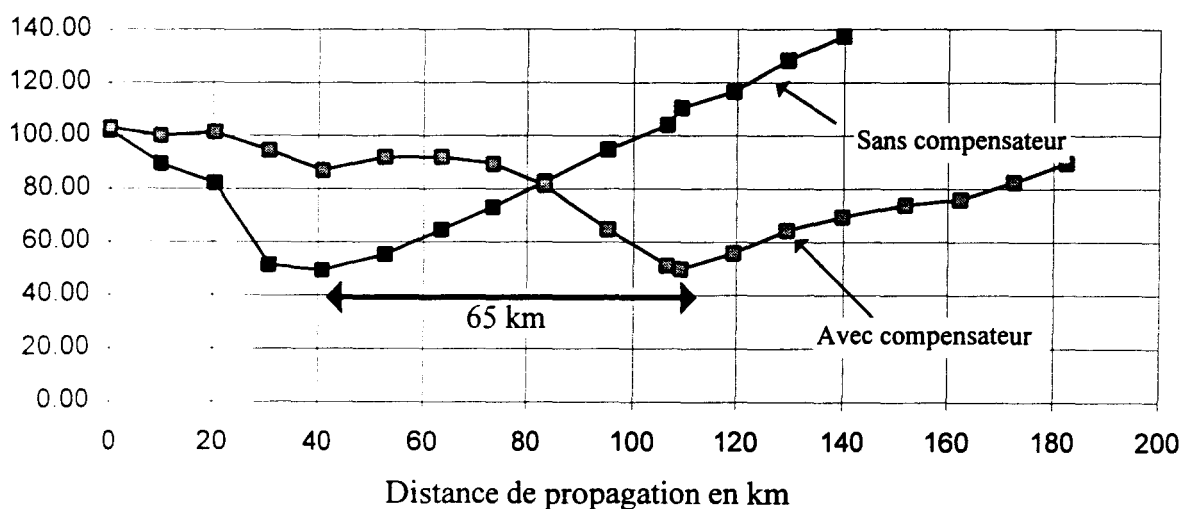


Figure II.59.

*Evolution de la largeur temporelle des impulsions en fonction de la distance de propagation avec et sans compensateur R1*

### 2.8.3. Mesure de la bande utile :

La largeur de bande utile désigne la largeur spectrale du compensateur pour laquelle les pénalités (dégradation des taux d'erreurs binaires exprimée en dB) introduites par la réflexion

des impulsions sont constantes. Elle est estimée en transmettant un signal précompensé (chirp introduit par le modulateur) à 10 Gbits/s sur une distance de 106 km. Les mesures de taux d'erreurs binaires ont été effectuées en déplaçant la longueur d'onde du signal autour de la longueur d'onde centrale du réseau. La pénalité a été calculée en référence aux mesures effectuées sans propagation. Les résultats sont reportés dans la figure II.60. La pénalité minimale est constante dans une bande spectrale utile de l'ordre de 0,15 nm.

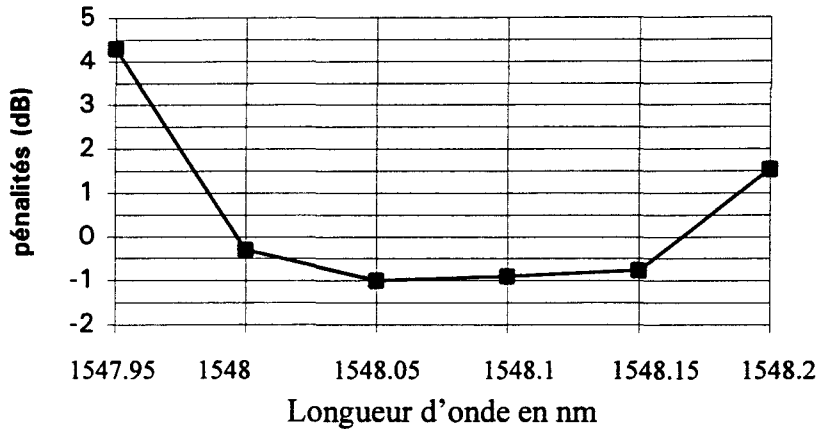


Figure II.60.

*Pénalité en fonction de la longueur d'onde du signal pour un système de transmission sur 106 km de fibre G652 avec précompensation, en référence à une configuration sans propagation.*

#### 2.8.4. Détermination de la distance maximum de transmission

Le compensateur à réseau de Bragg a été utilisé comme filtre passe bande dans le dispositif de réception représenté sur la figure II.61. Il permet de supprimer le filtre de largeur spectrale égale à 1nm de la figure II.58.

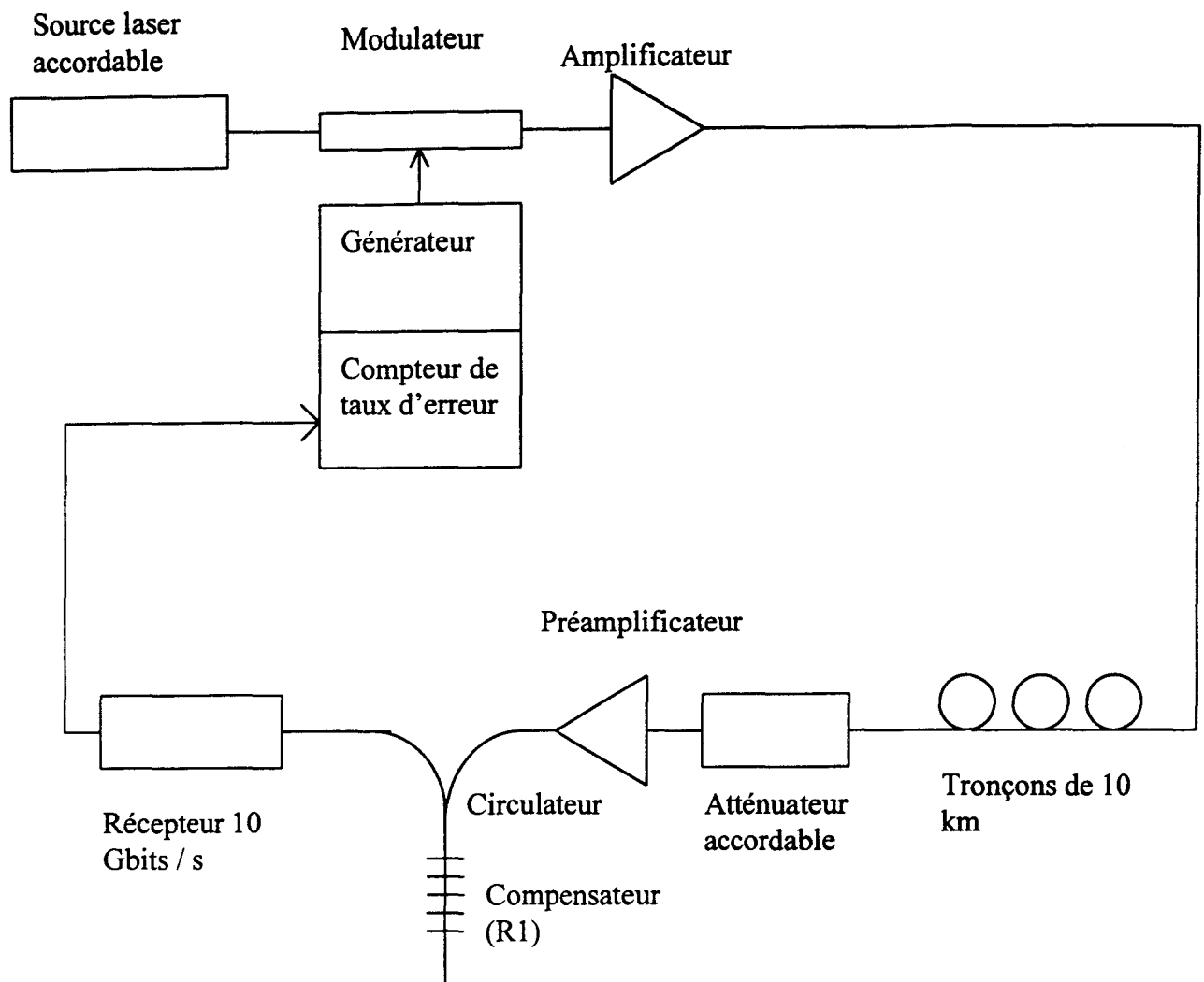


Figure II.61.

*Schéma de la liaison permettant de mesurer la longueur maximale de propagation sans dégradation de l'information véhiculée.*

Dans cette configuration la puissance de signal injectée est égale à 13,2 dBm, ce qui permet une transmission sur une distance plus importante. De plus nous prenons avantage de l'automodulation de phase résultant de la non linéarité Kerr de la fibre, du prechirp introduit par le modulateur et de la compensation du réseau. La figure II.62 représente les taux d'erreur binaires observé (B.E.R.) pour quatre longueurs de fibre compensée par le compensateur (0, 140, 152 et 162 km). Cette configuration permet une transmission sans dégradation notable de l'information sur une longueur de fibre G 652 égale à 150 km. En effet, les taux d'erreurs binaires observés pour 0 km ou 150 km de fibre sont identiques. Au-delà de cette distance (162 km) les impulsions se déforment rapidement et la pénalité augmente.

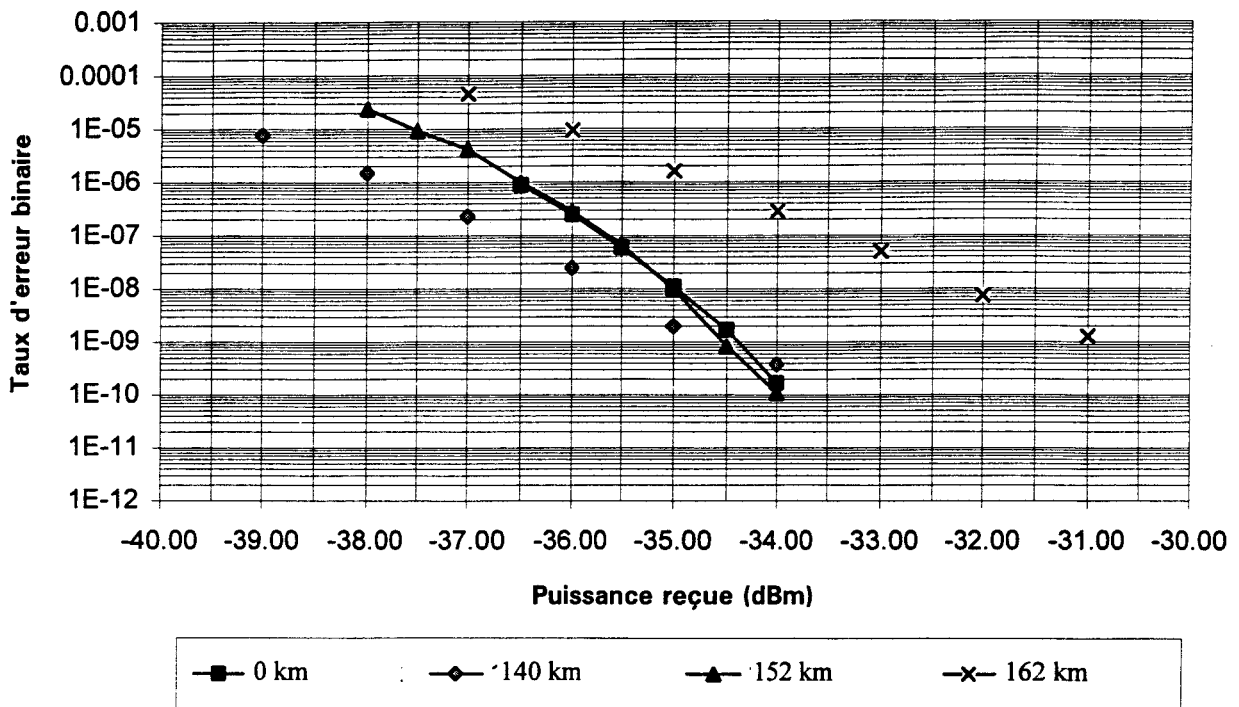


Figure II.62

*Taux d'erreur binaire pour plusieurs longueurs de liaison utilisant la compensation au niveau du récepteur.*

Le réseau compensateur présenté dans ce paragraphe autorise donc une propagation sur 150 km de fibre G 652 d'une liaison à un débit de 10 Gbits/s. Ce réseau compense la dispersion de 65 km de fibre G652. Le réseau de longueur 9 cm présenté dans le paragraphe précédent compense 800 ps/nm soit une dispersion de 50 km de fibre sur une largeur spectrale de 0,75 nm. Ces réseaux étant inscrits sur des fibres étirées, ils nous est possible de modifier leur largeur spectrale en changeant la pente de l'étirage des fibres. La compensation peut être augmentée en utilisant deux réseaux identiques (même longueur d'onde de Bragg et même largeur spectrale) et un circulateur quatre ports [36]. Le schéma de principe de cette configuration est illustré par la figure II.63. Deux réseaux compensateurs centrés à la même longueur d'onde de Bragg sont reliés (par épissures ou par connecteurs) aux ports B et C du circulateur. Le signal optique issu de la voie A est injecté vers le premier compensateur puis le signal réfléchi par ce dernier est aiguillé vers le deuxième compensateur. Le signal en sortie D a donc subi la compensation des deux réseaux.

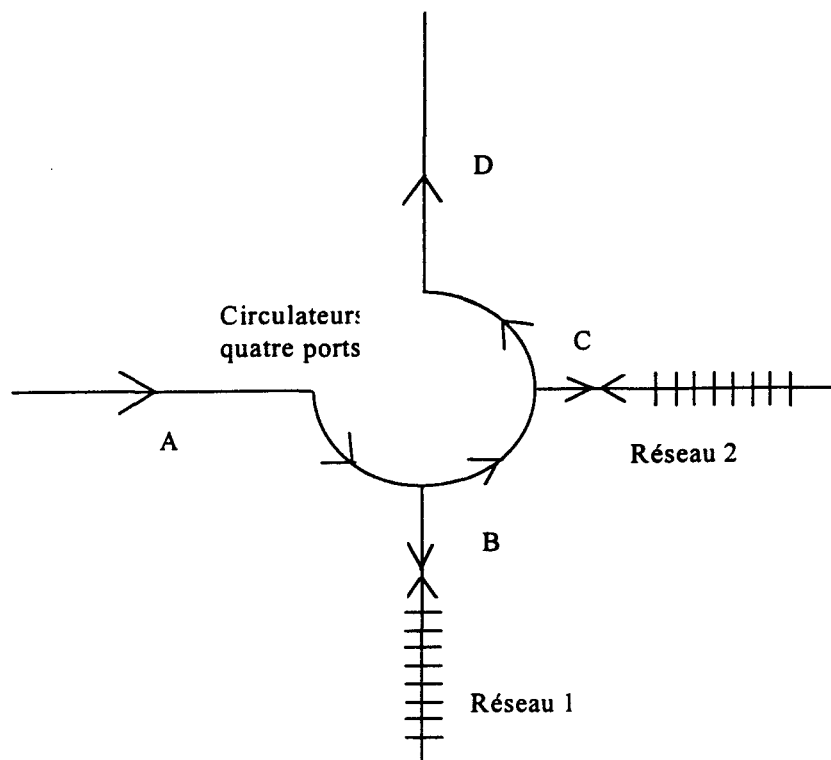


Figure II.63.

*Schéma de principe de la compensation de la dispersion chromatique à l'aide de deux réseaux identiques (centrés à la même longueur d'onde de Bragg) et d'un circulateur quatre ports.*

M. J. Cole et al ont ainsi à partir de deux réseaux de 36 cm de long et de largeur spectrale égale à 4 nm obtenu une compensation de 1735 ps/nm. Les réseaux ont été inscrits à partir de plusieurs masques de phase. Le pas effectif est modifié pendant l'inscription par déplacement de la fibre par rapport au masque (voir paragraphe 2.3.3).

R. Kashyap et al sont parvenus à réaliser un compensateur de 1,3 m [37] permettant de compenser une dispersion égale à 1,3 ns/nm. Ce compensateur a été réalisé à partir de 13 masques de phase à pas variable. Ce long réseau illustre la faisabilité de la réalisation d'un nombre important de réseaux concaténés même si les performances de ce dispositif restent à être améliorées (spectre non régulier, ondulations de la courbe de retard importantes).

## 2.9. CONCLUSION :

La limitation imposée par la dispersion chromatique des fibres G652 dans les liaisons à haut débit ( $\cong 10$  Gbits/s) peut être partiellement levée en utilisant des réseaux de Bragg à pas variable permettant de compenser la dispersion chromatique de ces fibres. La technique des réseaux de Bragg photoinscrits s'avère ainsi efficace pour accroître la portée de ces liaisons. De plus, l'utilisation de réseaux permet un filtrage spectral efficace de la longueur d'onde du signal optique permettant ainsi d'éliminer les radiations de pompe indésirables issues des amplificateurs. Une technique originale et relativement souple pour fabriquer ces réseaux compensateurs a été développée et mise au point dans nos laboratoires. Une première génération de compensateurs a été produite permettant de compenser environ 60 km de fibre G652. Nous possédons maintenant tous les éléments (apodisation satisfaisante, contrôle aisé de la pente des fibres étirées, fibre réduisant l'efficacité du couplage du mode fondamental vers les modes de gaines, concaténation de réseaux) pour accroître les performances de ce type de composant (longueur de fibre compensée et largeur de bande des filtres). Nous avons aussi montré qu'il est possible de réaliser un compensateur performant à faible coût. En effet, seul un masque de phase standard (à pas constant) est nécessaire pour réaliser un compensateur à une longueur d'onde donnée qui présentent plusieurs largeurs spectrales possibles donc plusieurs valeurs de dispersion (en ps/nm).



**Références:**

- [1] Govind, P. Agrawal «Nonlinear fiber optics» Quantum Electronics (Principles and Applications)
- [2] L. B. Jeunhomme « Single mode fiber optics » Optical Engineering, Vol. 23, édition Dekker.
- [3] B. J. Eggleton and R. E. Slusher, « Bragg grating solitons », Physical review letters, Vol. 76, N°. 10, 1996, pp. 1627-1630.
- [4] Makoto Yamada and Kyohei Sakuda «Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach» Applied Optics, Vol. 26 N° 16 / 15 August 1987 p. 3474-3478.
- [5] C. Vassalo « Optical waveguide concepts », Optical wave sciences and technology, édition Elsevier.
- [6] D. W. Huang, S. Y. Liang, Y. W. Kiang, C. C. Yang, « Self-tuning in additive-pulse modelocked fiber lasers using Bragg gratings » CLEO'97, pp. 345.
- [7] R. Kashyap, A. D. Ellis, D.J. Malyon, J. P. Hueting; H. G. Froelich, A. Swanton and D. J. Armes « Four wavelength dispersion over 125 km of single mode optical at 10 Gbit/s using multiple in-line step-chirped gratings » ECOC'96, Oslo MoB.3, pp. 1.87-1.90.
- [8] R. Kashyap « Design of step-chirped fibre Bragg gratings » Optics Communications 136 (1997) p. 461-469.
- [9] M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas and S. Barcelos « Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask » Electron. Lett. 17 th August 1995 Vol. 31 N°. 17, pp.1488-1490.
- [10] Lauzon J., Thibault S., Martin J. and Ouellette F. « Implentation and characterization of fibre Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient » Opt. Lett., Dec. 1, 1994/Vol. 19, N° 23, pp. 2027-2029.
- [11] P.C. Hill and B.J. Eggleton « Strain gradient chirp of Bragg gratings »



Electron. Lett. Vol.30 N°.17, pp.1172

[12] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, S. Thériault, D.C. Johnson, and J. Albert « Variable-spectral-response optical waveguide Bragg grating filters for optical signal processing » Opt. Lett. Vol. 20, N°. 12 June 15, 1995, pp. 1438-1440.

[13] M.M. Ohn, A.T. Alavie, R. Maaskant, M.G. Xu, F. Bilodeau and K.O. Hill « Dispersion variable fibre Bragg grating using a piezo stack » Electron. Lett. 10th October 1996 Vol.32 N°. 21, pp. 2000-2001.

[14] H.D. Rudolph, E.G. Neumann « Approximations for eigenvalues of fundamental mode of step index glass fiber waveguide » Nachrichtentechnische Zeitschrift, 29, 1976, pp. 328-329.

[15] M.A. Putnam, G.M. Williams and E.J. Friebele « Fabrication of tapered, stain-gradient chirped fibre Bragg grating » Electron. Lett., 1995 Vol.31 N°4, pp.309-310.

[16] K.C Byron, K. Sugden, T. Bricheno and I. Bennion « Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre » Electron. Lett. 2nd September 1993 Vol. 29 N°. 18, pp.1659-1660.

[17] Rivoallan L., Vassallo C. « high performance wavelength filters with tapered fibres » ECOC'93 Regular papers Volume 2, pp. 21.

[18] G. Leonard G. Cohen « Comparison on single-mode fiber dispersion measurement techniques » Journal of Lightwave technology October 1985, VOL. LT-3 N°.5 p. 958-966.

[19] C. Lin, A. R. Tynes, A. Tomita, P. L. Lin and D. L. Philen « Chromatic dispersion measurements in single-mode fibers using picosecond In Ga As P injection lasers in the 1.2 to 1.5  $\mu\text{m}$  spectrum region » Bell Syst. Tech. J., Feb. 1983 VOL. 62, N°. 2 p; 457-462.

[20] B. Costa, D. Mazzoni, M. Puello and E. Vezzoni « Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using LED's » IEEE J. Quantum Electron., Oct. 1982 VOL. QE-18 N°. 10 p. 1509-1515.

[21] J. Stone and L. G. Cohen « Minimum dispersion spectra of single-mode fibers measurements with 0.1 picosecond resolution by white light cross-correlation » Electron. lett. Aug. 1982 VOL. 18 p. 716-718.

- [22] M.J. Saunders and W. B. Gardner, « Precision interferometric measurement of dispersion in short single mode fibers » Tech Dig. NBS Symp. on Opt. Fib. Meas. (Boulder, CO). Oct 2-3 1984 p. 123-126.
- [23] H.T. Shang « Chromatic dispersion measurement by white-light interferometry on metre-length single-mode optical fibers » Electron. Lett. 1981 VOL. 17 p. 603-605.
- [24] W. T. Anderson and D. L. Philen « Spot size measurements for single-mode fibers-A comparison of four techniques » J. Lightwave Technol. Mar. 1983 VOL. LT-1, N°. 1, p. 20-26.
- [25] R. Kashyap, A. Swanton and D.J. Armes. « Simple technique for apodisation and unchirped fibre Bragg gratings »  
Electron. Lett. 20 th June 1996 Vol. 32 N°. 13, pp.226-228.
- [26] J. Albert, K.O. Hill, B. Malo, S. Thériault, F. Bilodeau, D.C. Johnson and L. E. Erickson « Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency » Electron. Lett. 2nd February 1995 Vol. 31 N°. 3, pp.222-223.
- [27] B. Malo, S. Thériault, D.C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert and K.O. Hill « Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask » Electron. Lett. 2nd February 1995 Vol. 31 N°. 3, pp.223-225.
- [28] D. Atkinson, W. H. Loh « Numerical Study of 10-cm Chirped-Fiber Grating Pairs for Dispersion Compensation at 10 Gb/s over 600 km of Nondispersion Shifted Fiber » IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 8, NO. 8, August 1996, pp. 1085-1087.
- [29] P.A. Krug, R. Solte, R. Ulrich « Measurement of index modulation along an optical fiber grating » Opt. Lett. September 1995, Vol. 20, N°. 17, pp. 1767-1769.
- [30] R. Kashyap, H. G. Froehlich, A. Swanton and D.J. Armes : « Super-step-chirped fibre Bragg gratings » Electron. Lett. 18 th July 1996 Vol. 32, N°. 15, p. 1394-1396.
- [31] R. Kashyap, G. D. Maxwell and B. J. Ainslie : « Laser-trimmed four-port bandpass filter fabricated in single-mode photosensitive Ge-doped planar waveguides » IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, NO. 2, February 1993, p. 191-194.

- [32] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey and D. L. Williams : « All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm » *Electron. Lett.* 24th May 1990, Vol. 26, N°. 11, p.730-732.
- [33] S. Legoubin « Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo-inscrits dans des fibres optiques » Thèse de Doctorat soutenue le 7 octobre 1994 à L'Université des Sciences et Technologies de Lille.
- [34] E. Fertein, S. Legoubin, M. Douay, S. Canon, P. Bernage, P. Niay : « Shifts in resonance wavelengths of Bragg gratings during writing or bleaching experiments by UV illumination within germanosilicate optical fibre » *Electron. Lett.* 26th September 1991, Vol. 27, N°. 20, p.1838-1839.
- [35] E. Delevaque « rapport d'avancement PC 4-9 concernant les techniques de réalisation de réseaux pour la compensation de la dispersion chromatique » Rapport interne sur le projet AMAZONE visant à définir les besoins du réseau optique de Télécommunications de France Télécom.
- [36] M. J. Cole, H. Geiger, R. I. Lamming, S. Y. Set, M. N. Zervas, W. H. Loh and V. Gusmeroli « Continuously chirped, broadband dispersion-compensating fibre gratings in a 10 Gbit/s 110 km standard fibre link. », 22nd European Conference on Optical Communication ECOC'96, ThB.3.5.
- [37] R. Kashyap, A. Ellis, D. Malyon, H. Georg Froehlich, A. Swanton and D. J. Armes « Eight wavelength \* 10 Gbit/s simultaneous dispersion compensation over 100 km single mode fibre using a single 10 nanometers bandwidth, 1.3 metre long, super step chirped Bragg grating with a continuous delay of 13,5 nanoseconds » ECOC'96, PD029.

# **CHAPITRE III : AUTRES FONCTIONS OPTIQUES REALISEES A L'AIDE DE RESEAUX DE BRAGG :**

## **PLAN:**

<b>3.1. INTRODUCTION :</b> .....	<b>155</b>
<b>3.2. ACCORDABILITE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG D'UN RESEAU COLLE SUR UN EMPILEMENT PIEZO-ELECTRIQUE :</b> .....	<b>155</b>
3.2.1 DIFFERENTES METHODES D'ACCORDABILITE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG : .....	155
3.2.2 ACCORDABILITE DES RESEAUX DE BRAGG PAR UTILISATION D'EMPILEMENTS PIEZO-ELECTRIQUES: .....	157
3.2.3 ASSOCIATION D'UN CIRCULATEUR ET D'UN RESEAU COLLE SUR UN EMPILEMENT PIEZO-ELECTRIQUE : .....	158
3.2.3.1. <i>Ligne à retard [3]:</i> .....	160
3.2.3.1.1. Principe d'une ligne à retard à base de réseaux de Bragg : .....	160
3.2.3.1.2. Ligne à retard réalisée au laboratoire : .....	161
3.2.3.1.3. Contrôle du retard : .....	162
3.2.3.1.4. Mesure de la constante de temps de commutation : .....	163
3.2.3.1.5. Mesure du retard : .....	165
3.2.3.2. <i>Démultiplexeur [6]:</i> .....	166
3.2.3.2.1. Principe d'un démultiplexeur (en longueur d'onde) : .....	166
3.2.3.2.2. Dispositif réalisé : .....	166
3.2.3.2.3. Fonctionnement du dispositif : .....	168
3.2.3.2.4. Mesure de la constante de temps de commutation : .....	169
3.2.3.3. <i>Brasseur de longueur d'onde</i> .....	171
3.2.3.3.1. Principe d'un brasseur en longueur d'onde : .....	171
3.2.3.3.2. Dispositif réalisé : .....	171
3.2.3.3.3. Fonctionnement du dispositif : .....	174
3.2.3.3.4. Discussion : .....	176
<b>3.3. REALISATION DE RESEAUX A SPECTRE LARGE</b> .....	<b>177</b>
3.3.1 MODELISATION : .....	177

---

3.3.2. REALISATION DE FIBRES ETIREES : .....	179
3.3.3. PHOTOINSCRIPTION DE RESEAUX DANS LES FIBRES ETIREES : .....	179
3.4. CONCLUSION : .....	181
REFERENCES : .....	183

### 3.1. INTRODUCTION :

Jusqu'à présent, nous avons limité notre présentation des applications des réseaux de Bragg à la seule fonction de compensateur de dispersion chromatique. Dans ce chapitre, nous présentons quelques autres applications des réseaux que nous avons développées au laboratoire.

Nous montrons tout d'abord l'utilité de l'association de circulateurs avec des réseaux de Bragg collés sur des empilements piézo-électriques. Ces empilements permettent d'accorder la longueur d'onde de Bragg des réseaux sur une plage spectrale étroite (de l'ordre du nm). Ensuite nous décrivons la technique utilisée pour réaliser des réseaux de Bragg à spectre large (de largeur spectrale égale à quelques nm).

### 3.2. ACCORDABILITE DE LA LONGUEUR D'ONDE DE BRAGG D'UN RESEAU COLLE SUR UN EMPILEMENT PIEZO-ELECTRIQUE :

#### 3.2.1 Différentes méthodes d'accordabilité de la longueur d'onde de Bragg :

Plusieurs méthodes ont été présentées dans la littérature scientifique pour rendre accordable la longueur d'onde de Bragg des réseaux. Deux propriétés sont à la base du principe de ces méthodes :

⇒ **Dépendance de la longueur d'onde de Bragg à la température :**

La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  d'un réseau varie avec la température suivant la relation (3.1) [1] :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi)\Delta T \quad (3.1)$$

Dans (3.1),  $\Delta\lambda_B$  est la variation de la longueur d'onde de Bragg,  $\alpha$  le coefficient de dilatation de la fibre,  $\xi$  le coefficient thermo-optique de la silice dopée par du germanium et  $\Delta T$  la variation de température. Les coefficients  $\alpha$  et  $\xi$  sont définis par les relations :

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} ; \quad \xi = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \quad (3.2)$$

Dans (3.2),  $L$  est la longueur du réseau,  $n$  l'indice effectif. Dans la pratique, on suppose que les valeurs numériques du coefficient de dilatation et du coefficient thermo-optique d'une fibre photoinscrite sont sensiblement identiques à celles d'une fibre en silice pure. C'est à dire  $\alpha = 0,55 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  et  $\zeta = 7 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  [1]. Nous pouvons admettre que  $\lambda_B$  varie linéairement avec la température si nous supposons que  $\alpha$  et  $\zeta$  sont indépendants de  $T$ . La variation de la longueur d'onde de Bragg est alors approximativement égale à  $0,01 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$ .

### ⇒ Dépendance de la longueur d'onde de Bragg à une élongation

Lorsqu'une force est appliquée longitudinalement sur une fibre optique, la fibre de longueur  $L$  subit un allongement  $\Delta L$  en raison de son élasticité. L'indice des matériaux constituant la fibre se trouve modifié par effet photo-élastique. Dans le cas particulier d'une déformation axiale  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$ ), la variation d'indice effectif du mode fondamental est isotrope et peut se déduire de la relation approchée (3.3) [1] :

$$\Delta n_{eff} = -\frac{1}{2} n_{eff}^3 [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \varepsilon \quad (3.3)$$

Dans la relation (3.3),  $n_{eff}$  est l'indice effectif,  $p_{ij}$  sont les coefficients élasto-optiques et  $\nu$  le coefficient de Poisson. En utilisant les relations :  $\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda$  et  $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$ , la variation de la longueur d'onde de Bragg se déduit de la relation (3.4) :

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e) \frac{\Delta L}{L} \quad (3.4)$$

$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (3.5)$$

La valeur numérique de  $p_e$  est proche de 0,22 pour des fibres en silice pure.

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = 0,78 \frac{\Delta L}{L} \quad (3.6)$$

Une fibre optique dans laquelle un réseau de Bragg a été inscrit peut supporter une élongation de l'ordre de 1 % ( $\frac{\Delta L}{L} = 0,01$ ) et une compression de l'ordre de 10 % ( $\frac{\Delta L}{L} = -0,1$ ).

Ces ordres de grandeur appliqués au cas d'un réseau accordé à une longueur d'onde égale à  $1,55 \mu\text{m}$  conduisent à une zone spectrale d'accord de  $\lambda_B$  de l'ordre 10 nm en élévation et de l'ordre de 100 nm en compression. Différents laboratoires ont conçu des dispositifs permettant de comprimer ou d'étirer un réseau de Bragg. G. A. Ball et al [2] sont parvenus à accorder la longueur d'onde de Bragg d'un réseau dans une gamme spectrale de 32 nm par simple compression d'un réseau placé dans des férules en céramique.

### 3.2.2 Accordabilité des réseaux de Bragg par utilisation d'empilements piezo-électriques:

Afin de rendre la longueur d'onde des réseaux accordable sur une petite plage spectrale (de l'ordre du nm), une solution consiste à coller le réseau sur un empilement piézo-électrique. Une tension électrique appliquée à l'empilement crée une élévation du réseau. Sa longueur d'onde de Bragg se déplace vers les grandes longueurs d'onde. Des réseaux de Bragg ont été collés sur des empilements piézo-électriques (développés par la société Ealing) de longueur 18 mm. Ces empilements subissent une élévation de  $18 \mu\text{m}$  lorsqu'une tension de 100 V est appliquée. Cet ordre de grandeur correspond à un décalage de la longueur d'onde de Bragg égale à  $1,2 \text{ nm} / 100 \text{ V}$ . La figure III.1 représente la photographie d'un réseau de longueur égale à 17 mm collé sur un empilement piézo-électrique.

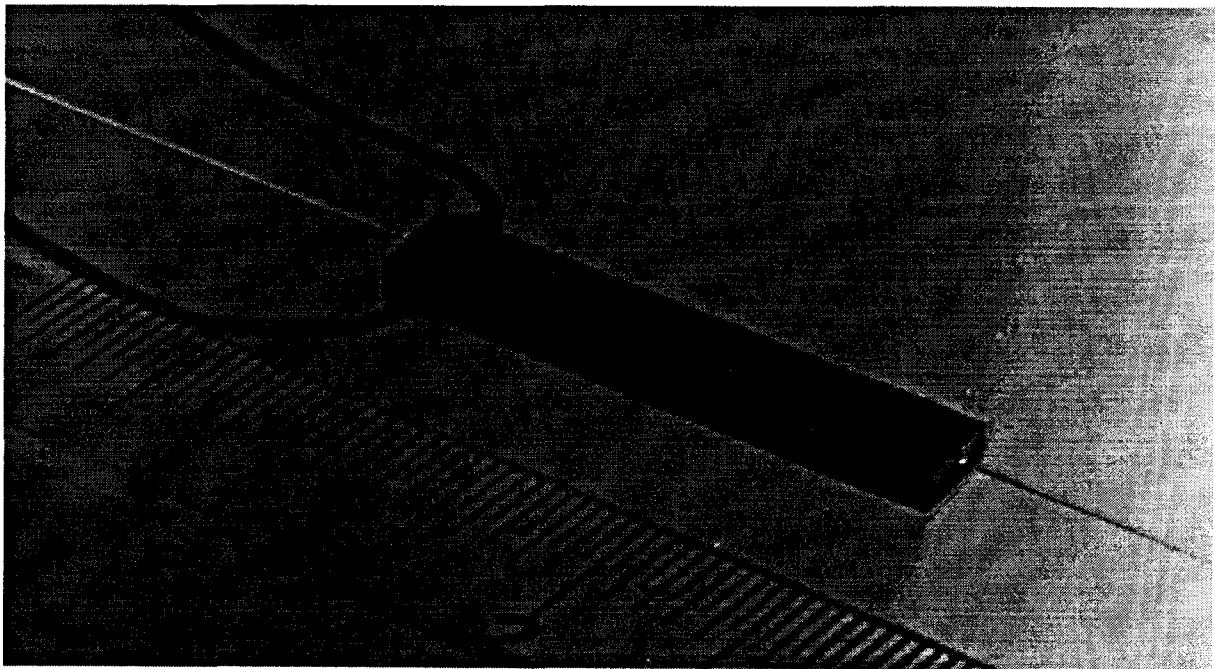


Figure III.1

*Photographie d'un réseau de Bragg collé sur un empilement piézo-électrique*



La variation de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de longueur égale à 1,7 cm collé sur un empilement piézo-électrique (identique à la photographie de la figure III.1) en fonction de la tension appliquée est représentée sur la figure III.2. La variation globale de la longueur d'onde de Bragg observée est de 1,8 nm pour une tension de 150 V. Cette variation est quasi linéaire.

Longueur d'onde en nm

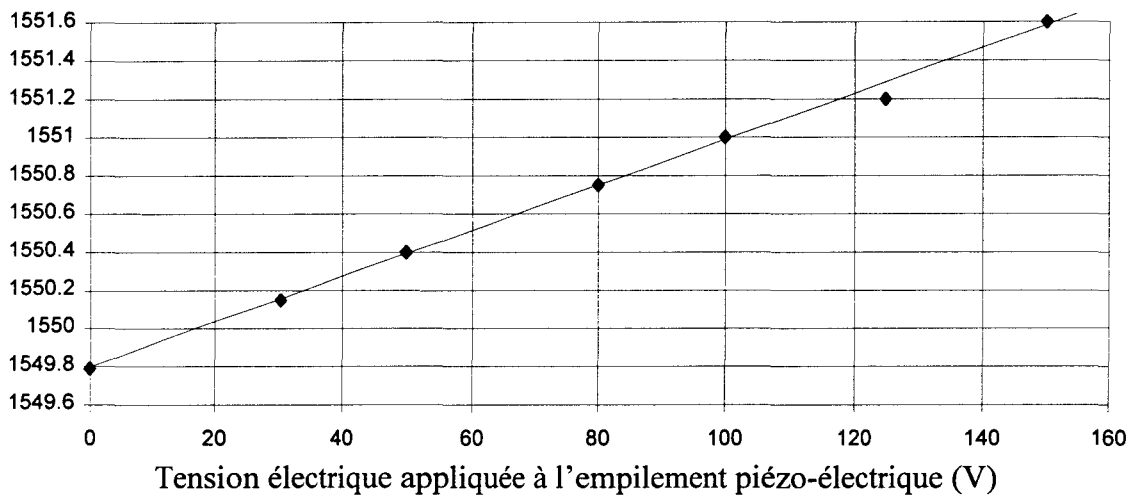


Figure III.2

*Mesure de l'évolution de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau de longueur 1,7 cm collé sur un empilement piézo-électrique en fonction de la tension électrique appliquée*

L'utilisation d'empilements piézo-électriques pour l'accordabilité de la longueur d'onde de Bragg des réseaux sur une petite plage spectrale constitue une méthode originale. En effet, une simple variation de la tension appliquée à l'empilement permet de modifier la longueur d'onde du réseau avec une grande souplesse d'utilisation.

### 3.2.3 Association d'un circulateur et d'un réseau collé sur un empilement piézo - électrique :

L'association d'un circulateur et d'un réseau de Bragg collé sur un empilement piézo-électrique va permettre d'aiguiller un signal optique. La figure III.3 représente le schéma de principe de cette association :

Un signal optique centré à la longueur d'onde  $\lambda_a$  est injecté à l'entrée du circulateur (voie 1). Un réseau de Bragg collé sur un empilement piézo-électrique est placé en sortie du circulateur (voie 2). La longueur d'onde de Bragg du réseau au repos est  $\lambda_a$  (non activé). Si la largeur spectrale du réseau est supérieure à celle du signal injecté, le réseau (non activé) réfléchit le signal vers la voie 3 du circulateur (sortie 1). Si l'empilement piézo-électrique est activé, la longueur d'onde de Bragg du réseau se décale vers les grandes longueurs d'onde; le réseau ne réfléchit plus le signal injecté. Le signal est alors extrait par la voie 2 c'est à dire vers la sortie 2 du dispositif. Le circulateur pourrait être remplacé par un coupleur optique (50 / 50) mais ce dernier possède des pertes de 3 dB par passage ce qui devient pénalisant dans le cas d'un aller et retour du signal optique dans le dispositif. En revanche, le circulateur est caractérisé par de faibles pertes (de l'ordre de 0,8 dB par passage).

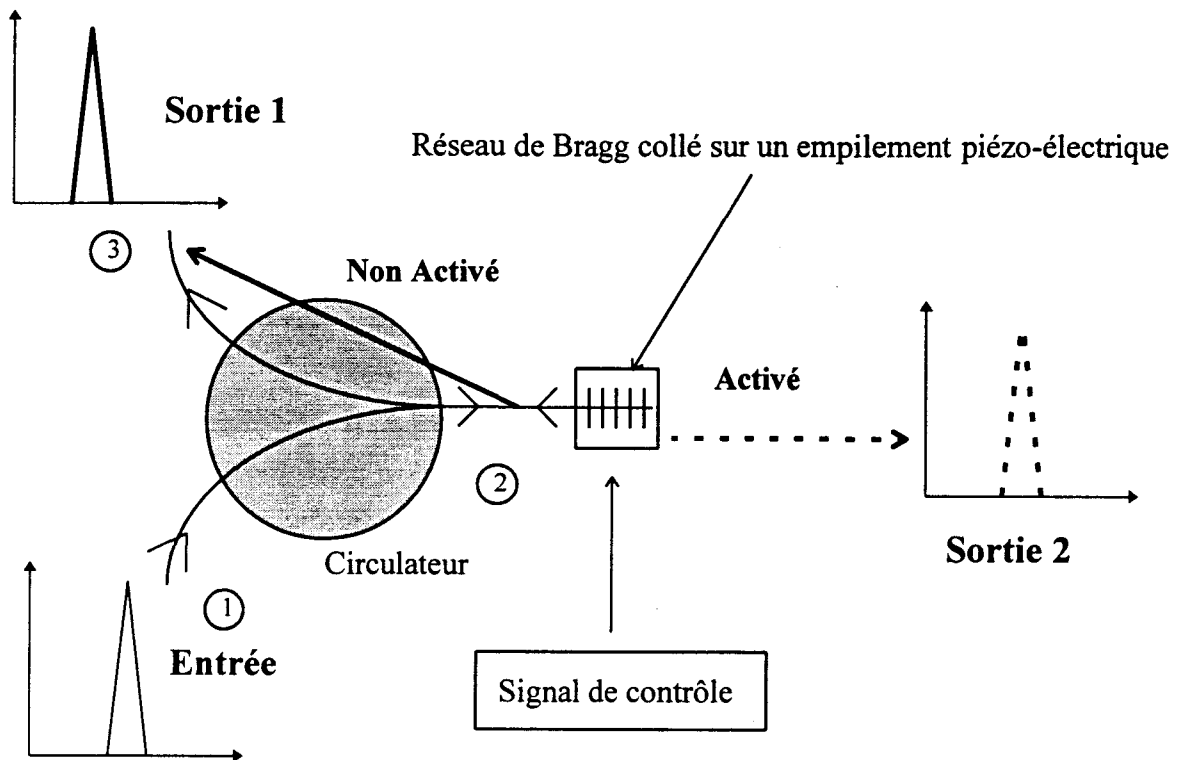


Figure III.3

*Principe de fonctionnement de l'association d'un réseau collé sur un empilement piézo-électrique et d'un circulateur.*

Le dispositif que nous venons de décrire permet d'aiguiller un signal optique dans des voies différentes avec de faibles pertes. L'association de réseaux collés sur empilements piézo-électriques et de circulateurs donne naissance à de nombreuses applications qui sont développées dans la suite du chapitre.

3.2.3.1. Ligne à retard [3]:

3.2.3.1.1. Principe d'une ligne à retard à base de réseaux de Bragg :

Le principe d'une ligne à retard à base de réseaux de Bragg est représenté sur la figure III.4. La ligne à retard est constituée par une fibre optique dans laquelle sont photoinscrits deux réseaux de Bragg (R1 et R2) distants d'une longueur L. Le chemin optique parcouru par un signal réfléchi par le réseau R1 est égal à  $2nd$  (n étant l'indice effectif de propagation). Par contre, si le signal est réfléchi par le deuxième réseau R2, le chemin optique devient égal à  $2nd+2nL$ . Le retard entre les signaux réfléchis respectivement par R1 et R2 correspond à la durée de la propagation sur une distance  $2L$  de la fibre.

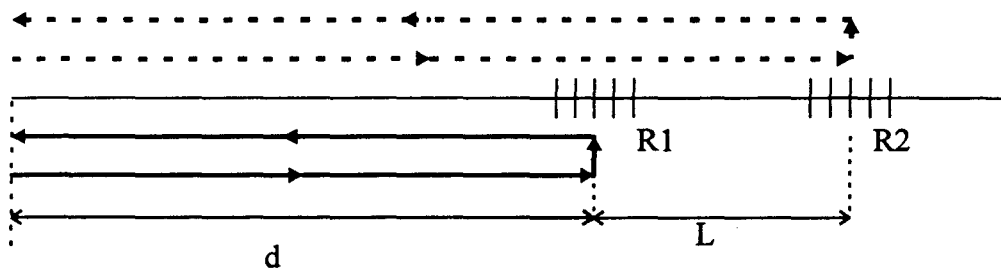


Figure III.4

Principe d'une ligne à retard à base de réseaux de Bragg

La fabrication d'une ligne à retard programmable est présentée dans ce paragraphe. G. A. Ball et al [4] ont récemment proposé la réalisation d'une ligne à retard à base de 6 réseaux de Bragg. Le dispositif (figure III.5) utilise une source laser dont la longueur d'onde est accordable et plusieurs réseaux de longueurs d'onde de Bragg différentes (espacés par un mètre de fibre).

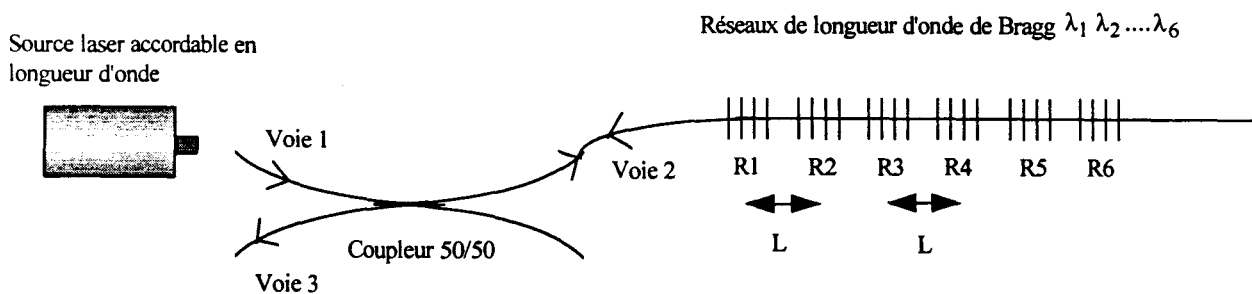


Figure III.5

Schéma de principe de la ligne à retard réalisée par G. A. Ball et al

Un coupleur 50/50 permet d'extraire le signal réfléchi par un des six réseaux. Le signal optique émis par la source laser dans la voie 1 est réfléchi par les réseaux R1, R2 ... ou R6 suivant la longueur d'onde d'émission ( $\lambda_1, \lambda_2 \dots$  ou  $\lambda_6$ ). Le signal ainsi réfléchi est recueilli par la voie 3. Une des caractéristiques (qui peut être un inconvénient) de ce dispositif consiste dans le fait que la longueur d'onde du signal extrait dépend du retard (c'est à dire de la longueur d'onde du réseau réflecteur). La ligne à retard que nous proposons ici se caractérise par une non-dépendance du retard en fonction de la longueur d'onde.

### 3.2.3.1.2. Ligne à retard réalisée au laboratoire :

Le dispositif réalisé est représenté sur la figure III.6. Deux réseaux identiques (même réflectivité et même longueur d'onde de Bragg égale à 1549,8 nm) distants de  $L = 40$  cm ont été photoinscrits dans une fibre optique. Les réseaux longs de 14 mm ont une réflectivité égale à 95 %. Leur largeur spectrale à mi hauteur est égale à 0,2 nm. Ils ont été photoinscrits par le montage interférométrique utilisant un miroir de Lloyd. Leurs spectres en transmission sont représentés sur la figure III.7.

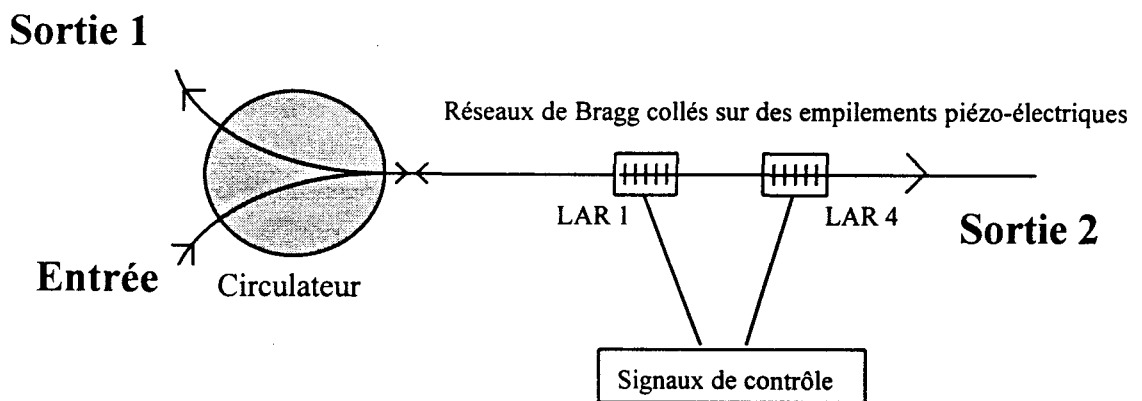


Figure III.6

*Schéma du dispositif réalisé*

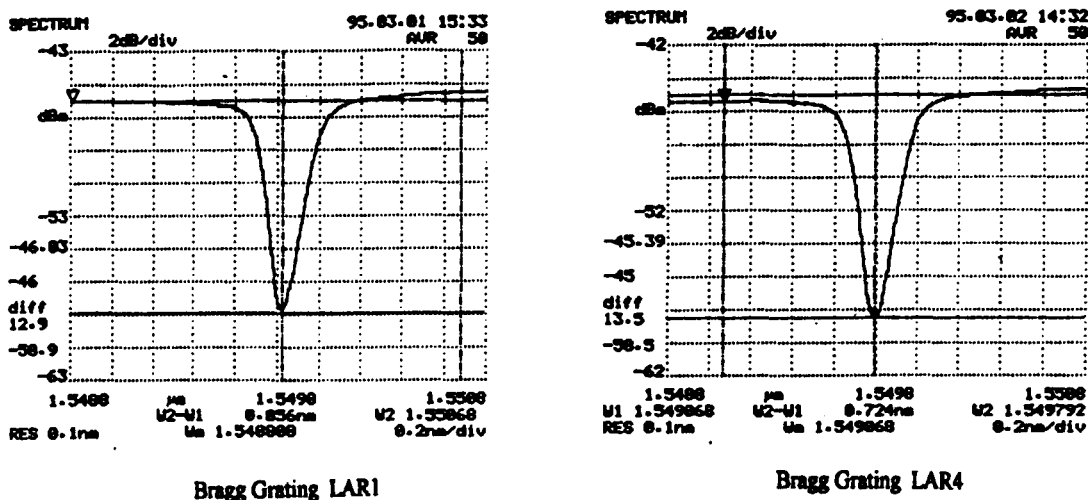


Figure III.7

*Spectre en transmission des deux réseaux de Bragg réalisés  
(par le montage interférométrique à miroir de Lloyd)*

*Fibre FPG 385 hydrogénée à 160 bars  
irradiance = 10 W/cm<sup>2</sup>  
L=1,4 cm Durée d'irradiation = 5 min*

Chaque réseau est collé sur un empilement piézo-électrique de 18 mm de long. Un circulateur optique permet d'extraire le signal du dispositif.

### 3.2.3.1.3. Contrôle du retard :

Les empilements utilisés ici subissent une élongation égale à 15  $\mu\text{m}$  sous l'effet d'une tension appliquée égale à 500 V. Ils sont différents de celui représenté sur la figure III.1. Leur longueur est égale à 18 mm. Le décalage théorique de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la tension appliquée est égal à 0,2 nm / 100 V. La variation de la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux a été mesurée en fonction de la tension appliquée. Les résultats sont représentés sur la figure III.8. Les deux courbes expérimentales ont une pente de 0,22 nm / 100 V , ce qui est en bon accord avec le calcul théorique. Aucun phénomène d'hystérésis n'est observé.

Longueur d'onde (nm)

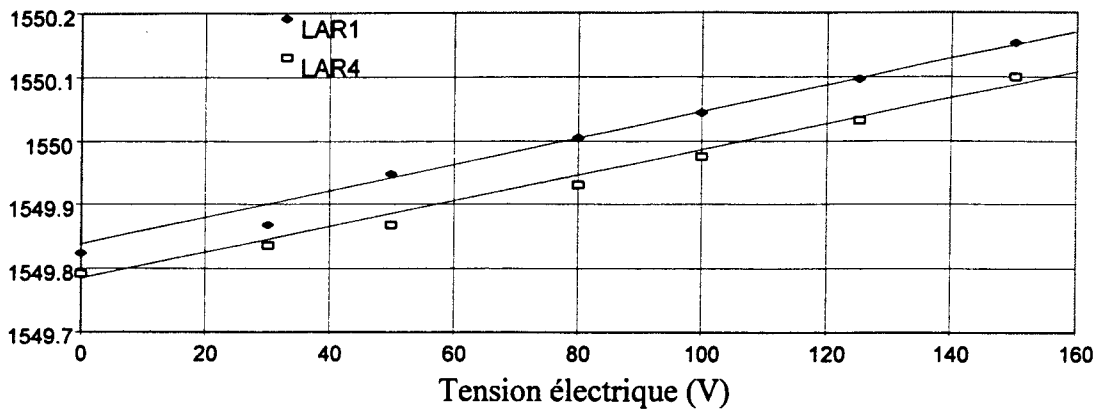


Figure III.8

*Mesure de la variation de la longueur d'onde de Bragg des deux réseaux en fonction de la tension électrique appliquée aux empilements piézo-électriques.*

#### 3.2.3.1.4. Mesure de la constante de temps de commutation :

Le spectre en réflexion de la ligne à retard enregistré lorsque seulement un des deux réseaux (LAR4) est activé (tension appliquée égale à 150 V) est présenté sur la figure III.9.

Facteur de réflexion

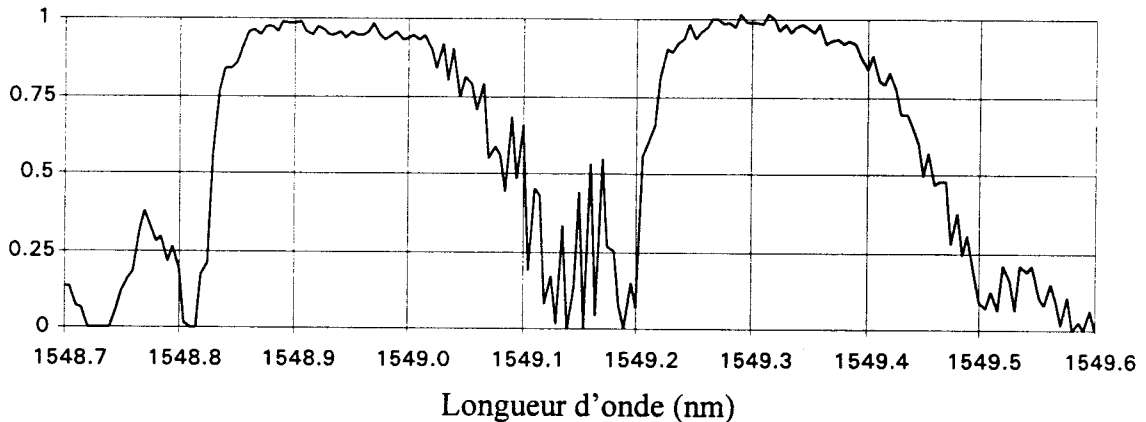


Figure III.9

*Spectre en réflexion de la ligne à retard*

Ce tracé a été obtenu au moyen d'une source accordable en longueur d'onde (de la société Photonetics). On peut remarquer que la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  des réseaux au repos

initialement égale à 1549,8 nm (Figure III.7) est égale sur la figure III.9 à 1548,95 nm. Cette différence est due en partie à la désorption d'hydrogène qui s'accompagne d'un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers le bleu. De plus les deux procédés de mesure (analyseur de spectre et source accordable en longueur d'onde) ne sont pas étalonnés en longueur d'onde de façon absolue.

Les deux pics de réflexion sont bien séparés (séparation spectrale de l'ordre de 0,3 nm). Afin de mesurer la constante de temps de commutation, un signal optique de longueur d'onde  $\lambda = \lambda_B$  est injecté dans la voie 1 du circulateur. La puissance optique du signal réfléchi par le réseau R1 est mesurée en sortie du circulateur (sortie 1). Le réseau LAR4 reste activé en permanence (tension continue appliquée égale à 150 V). L'empilement piézo-électrique du réseau LAR1 reçoit une tension électrique en créneau (0V - 150 V). Suivant la valeur 0 ou 150 V de la tension, le signal sera plus ou moins réfléchi par le réseau LAR1. Le temps de commutation de LAR1 est alors mesuré en étudiant l'évolution temporelle du signal électrique délivré par le détecteur placé en sortie de circulateur (sortie 1). La figure III.10 représente le tracé des différentes réponses électriques (tension carrée fournie à l'alimentation de l'empilement piézo-électrique, tension fournie par l'alimentation à l'empilement piézo-électrique ainsi que la tension délivrée par le détecteur en sortie de circulateur) mesurée sur un oscilloscope.

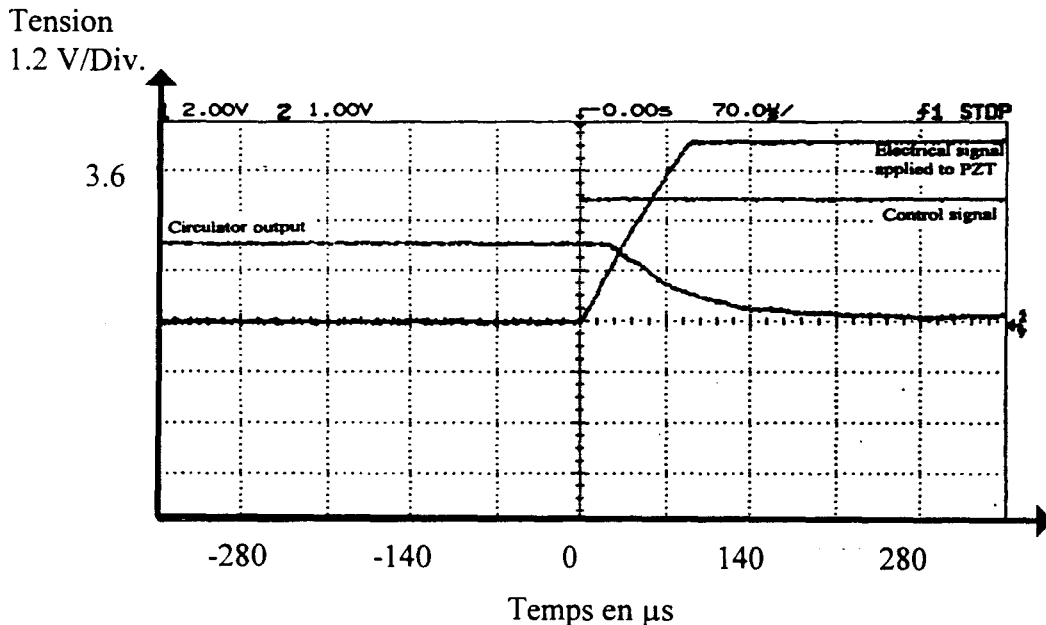


Figure III.10.

*Mesure de la constante de temps de commutation.*

Le temps de commutation observé est de l'ordre de 100  $\mu\text{s}$ , il est limité par le temps de réponse de l'alimentation de l'empilement piézo-électrique ainsi que par le temps de réponse de l'empilement. La capacité  $C$  de l'empilement piézo-électrique est égale à 100 nF, la résistance  $R$  du circuit de l'alimentation est égale à environ 300  $\Omega$ , le temps de décharge  $t$  de l'empilement est donné par la relation :  $t = R C$ , soit un temps de décharge de 30  $\mu\text{s}$ . Le temps de réponse de l'alimentation est de l'ordre de 70  $\mu\text{s}$  (voir figure III.10). Le temps total de commutation est donc de l'ordre de 100  $\mu\text{s}$ . Le temps de commutation dépend de la valeur de la capacité de l'empilement piézo-électrique, il peut être réduit en réduisant la capacité.

Afin de réduire le temps de commutation dans la suite des expériences, des empilements piézo-électriques de capacité 10 nF [5] sont utilisés (empilement représenté sur la photo de la Figure III.1) et l'alimentation électrique des empilements est remplacée

#### **3.2.3.1.5. Mesure du retard :**

Le retard entre les deux réseaux est mesuré au moyen d'un voltmètre vectoriel selon la méthode présentée dans le chapitre II. Une variation de phase égale à 68 ° entre les deux positions de réflexion (R1 ou R2) est mesurée pour un signal modulé à une fréquence égale à 50 MHz. Ce déphasage correspond à un retard de 3,78 ns. C'est à dire à la durée de la propagation sur deux fois la distance entre les deux réseaux égale à 38,8 cm. Ce résultat est en accord avec la distance mesurée, soit 39 cm. Le retard peut être modifié en changeant la longueur de fibre entre les deux réseaux. Pratiquement, il peut varier de moins d'une ns (quelques cm entre les réseaux) à quelques  $\mu\text{s}$  (quelques centaines de m entre les réseaux). Le dispositif réalisé fonctionne sur une petite plage en longueur d'onde correspondant à la variation maximale de longueur d'onde obtenue à l'aide des empilements piézo-électriques. Il permet donc de s'affranchir d'une éventuelle dérive (dérive qui pourrait provenir par exemple d'une variation de la température de fonctionnement de la source laser) de la longueur d'onde du signal incident.



### 3.2.3.2. Démultiplexeur [6]:

#### 3.2.3.2.1. Principe d'un démultiplexeur (en longueur d'onde) :

En considérant une source optique dont le spectre est constitué de  $n$  radiations discrètes à des longueurs d'onde différentes distribuées à intervalles réguliers (peigne de longueurs d'onde), nous pouvons définir un démultiplexeur comme l'appareil permettant de séparer les radiations à des longueurs d'onde différentes afin de les répartir sur plusieurs voies. Le principe d'un démultiplexeur à une entrée et deux sorties est représenté sur la figure III.11.

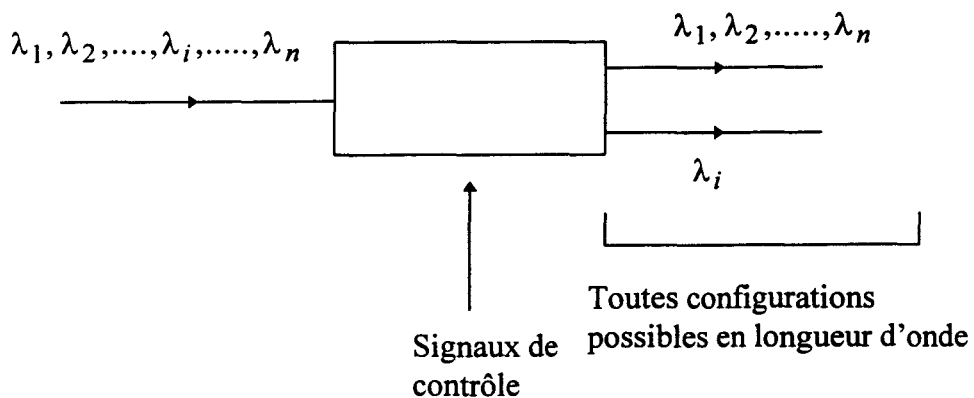


Figure III.11.

*Schéma de principe d'un démultiplexeur*

L'utilisation des réseaux de Bragg pour la réalisation de démultiplexeurs en longueur d'onde n'est pas a priori originale. En effet des multiplexeurs / démultiplexeurs à base d'interféromètres de type Mach-Zehnder utilisant des réseaux de Bragg ont déjà été réalisés [7,8,9]. Ces dispositifs permettent d'obtenir des taux de réjection inférieurs à -20 dB et de faibles pertes (de l'ordre de 0,5 dB). Ce type de configuration ne permet toutefois pas d'accorder les longueurs d'onde d'entrée et de sortie. En effet, ces dispositifs ne sont pas reconfigurables.

#### 3.2.3.2.2. Dispositif réalisé :

Un démultiplexeur programmable à quatre longueurs d'onde utilisant un circulateur et quatre réseaux de Bragg collés sur des empilements piézo-électriques a été réalisé. Le schéma

du dispositif est représenté sur la figure III.12. Le dispositif est comparable à celui de la ligne à retard. Quatre réseaux de Bragg (R1 à R4) résonnants respectivement au voisinage des longueurs d'onde 1550, 1552, 1554 et 1556 nm (correspondant aux longueurs d'onde de chaque canal d'entrée) ont été photoinscrits à l'aide du montage interférométrique utilisant un miroir de Lloyd. Les réflectivités des réseaux (non rigoureusement identiques) sont voisines de 95 %. Leur largeur spectrale est égale à 0,2 nm, leur longueur à 15 mm. Chaque réseau est collé sur un empilement piézo-électrique de longueur 18 mm et de capacité 10 nF (Figure III.1). Ces empilements s'allongent de 90  $\mu\text{m}$  sous l'effet d'une tension appliquée égale à 500 V.

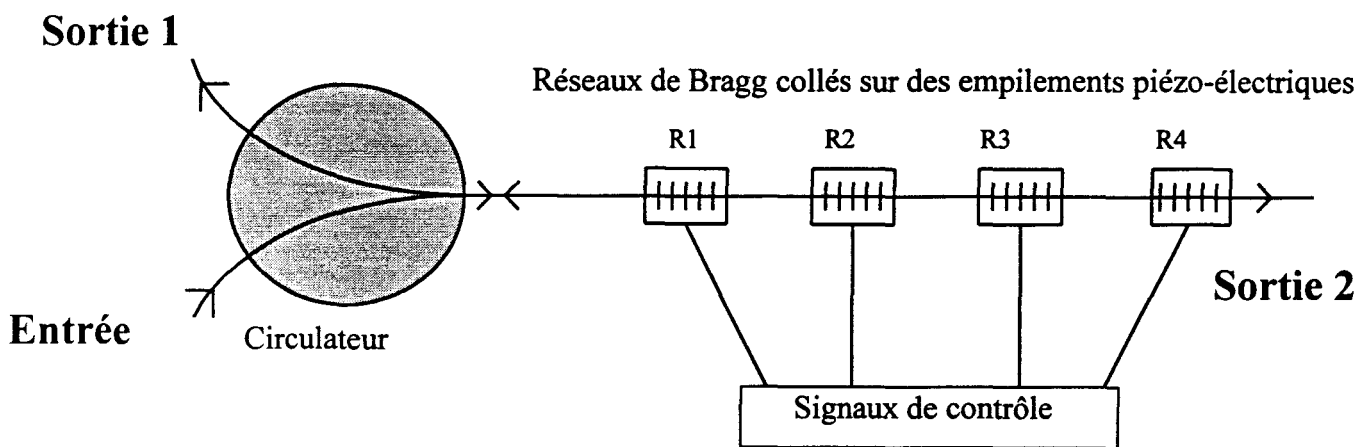


Figure III.12

*Schéma du démultiplexeur réalisé au laboratoire.*

La variation des longueurs d'onde de Bragg de chacun des quatre réseaux en fonction de la tension électrique appliquée aux empilements piézo-électriques est représentée sur la figure III.13. La pente moyenne des quatre courbes est égale à 1,2 nm / 100 V. La variation minimale de longueur d'onde des réseaux doit être légèrement supérieure à la largeur spectrale des réseaux, soit 0,3 nm. Cette valeur est obtenue par application d'une tension électrique égale à 25 V.

Variation de longueur d'onde  
(nm)

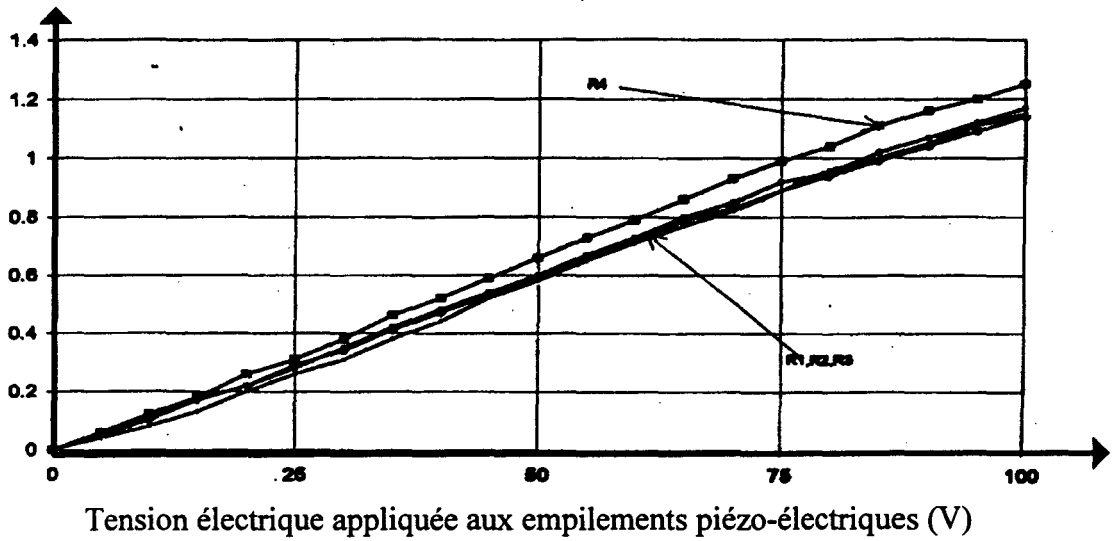


Figure III.13

*Variation de la longueur d'onde de Bragg des quatre réseaux en fonction de la tension électrique appliquée aux empilements piézo-électriques*

### 3.2.3.2.3. Fonctionnement du dispositif :

La longueur d'onde de Bragg de chaque réseau peut être contrôlée individuellement suivant le chemin désiré pour chaque canal. Deux enregistrements de spectre en transmission (sortie 1) du dispositif sont tracés sur la figure III.14. Ce tracé est obtenu au moyen d'une source optique de longueur d'onde d'émission accordable.

Facteur de transmission

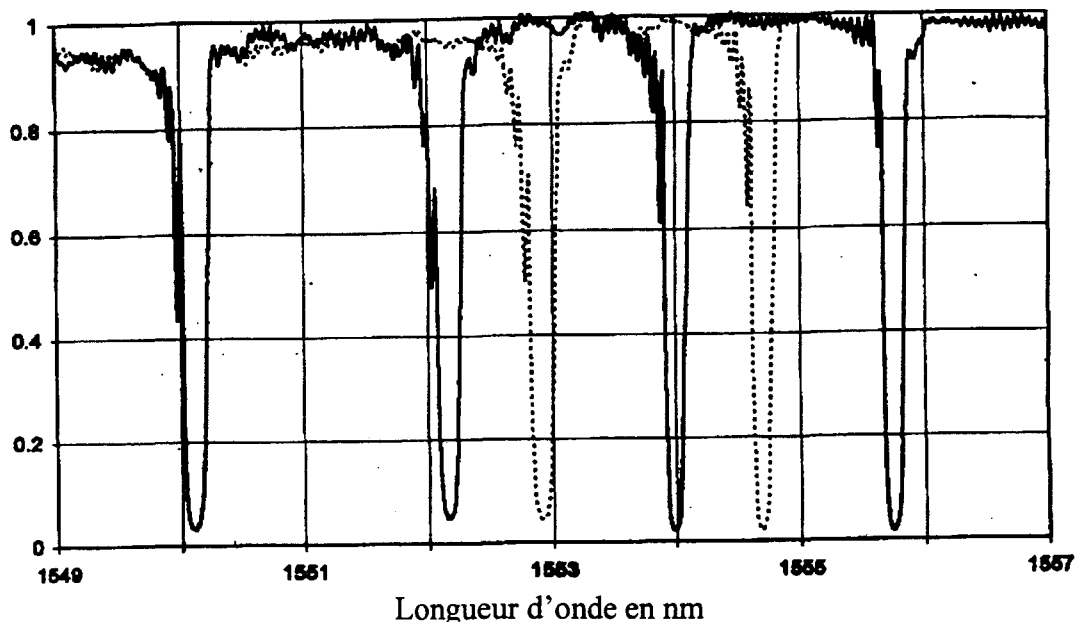


Figure III.14

*Spectres en transmissions des quatre réseaux de Bragg*

*Fibre FPG 385 hydrogénée à 80 bars  
 irradiance = 10 W/cm<sup>2</sup>  
 L=1,5 cm Durée d'irradiation = 8 min*

Le spectre en trait plein correspond aux réseaux au repos (empilements non activés), le spectre en pointillé représente la transmission spectrale de la ligne dans le cas où les réseaux R2 et R3 sont activés (tension de 50 V). Dans cette configuration, les canaux 1550 et 1556 nm sont aiguillés vers la sortie 1 (réseaux non activés) tandis que, les canaux 1552 et 1554 nm sont aiguillés vers la sortie 2 (réseaux activés).

**3.2.3.2.4. Mesure de la constante de temps de commutation :**

Une mesure de la constante de temps de commutation du dispositif a été effectuée. Le mode opératoire est identique à celui présenté dans le paragraphe précédent dans le cas de la ligne à retard. La capacité des empilements piézo-électriques est égale à 10 nF et leur alimentation électrique a été remplacée (temps de réponse plus rapide). Les mesures ont été effectuées sur le premier réseau R1, en utilisant une variation de la longueur d'onde de Bragg

égale à 0,3 nm (tension appliquée à l'empilement piézo-électrique égale à 25 V). Un détecteur a été placé en sortie 2 du dispositif. La longueur d'onde du signal optique injecté à l'entrée est égale à 1550,2 nm. Les évolutions temporelles du signal électrique de contrôle et de la réponse du détecteur sont mesurées à l'aide d'un oscilloscope (Figure III.15). Le temps de commutation mesuré n'est plus que de 40  $\mu$ s. Cette durée reste toujours limitée par le temps de réponse de l'amplificateur électrique commandant l'empilement piézo-électrique.

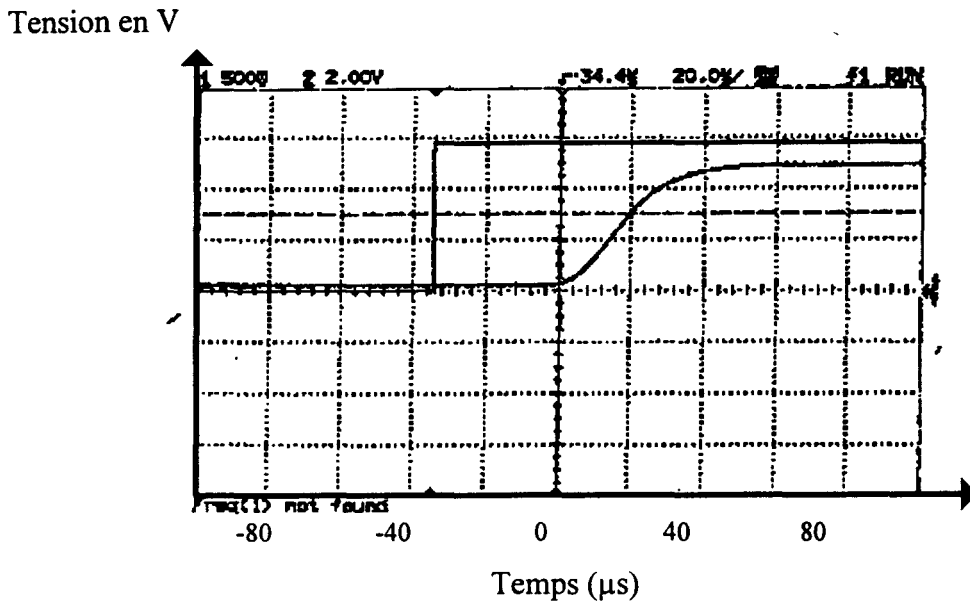


Figure III.15.

*Mesure de la constante de temps de commutation*

Les pertes d'insertion du dispositif dépendent du canal de sortie. En effet, le passage par la sortie 1 introduit un niveau de pertes supérieur à celui de la sortie 2. Ceci est dû au fait que les signaux effectuent un simple passage dans le circulateur en sortie 2 et un double passage en sortie 1. Les pertes en sortie 1 n'excèdent pas 2 dB (cas le plus défavorable). Ces pertes sont dues à la fois au circulateur (0,8 dB par passage) et aux épissures effectuées entre les réseaux.

### 3.2.3.3. Brasseur de longueur d'onde

#### 3.2.3.3.1. Principe d'un brasseur en longueur d'onde :

Le concept de réseau optique multicolore conduit à l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde pour l'aiguillage des signaux. Etant donnée la topologie maillée des réseaux de transport, il apparaît utile d'introduire dans les noeuds des réseaux des matrices de brassage optique. Un brasseur optique est un dispositif optique qui comporte  $N$  entrées (fibres optiques d'accès) et  $M$  sorties propageant  $n$  signaux à des longueurs d'onde différentes. La fonction d'un brasseur de longueur d'onde est de mettre en relation, sur commande n'importe quelle entrée du dispositif avec n'importe quelle sortie. Il permet aussi de réaliser l'extraction ou l'insertion d'un ou plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes. Le schéma de principe d'un brasseur  $N \times M$  est représenté sur la figure III.16.

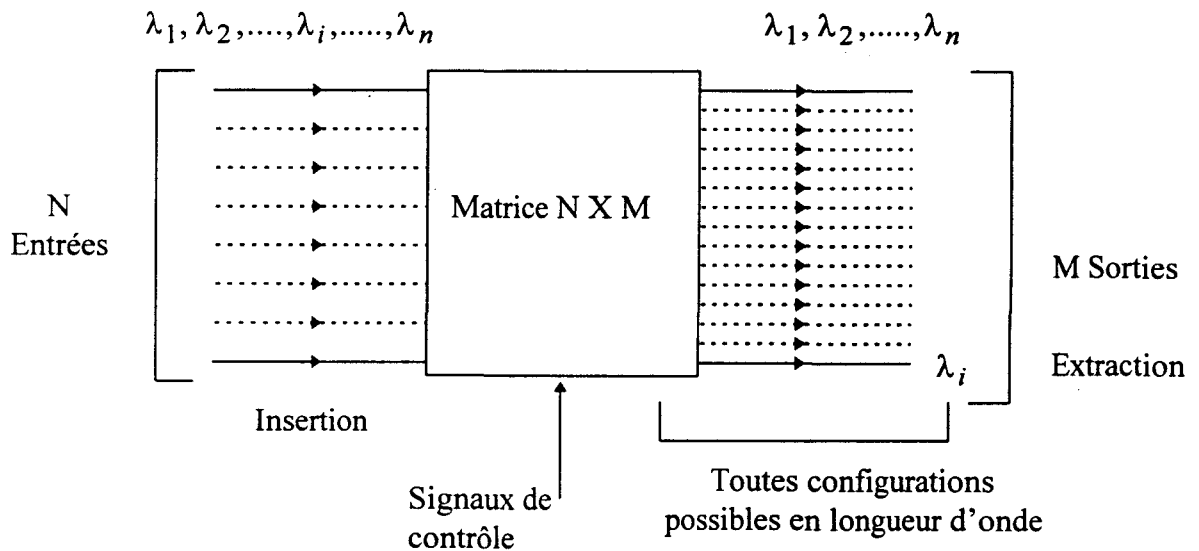


Figure III.16

*Principe d'un brasseur en longueur d'onde*

#### 3.2.3.3.2. Dispositif réalisé :

Le dispositif réalisé est un brasseur de longueur d'onde à deux entrées, deux sorties (matrice 2 X 2) à huit longueurs d'onde (Figure III.17).

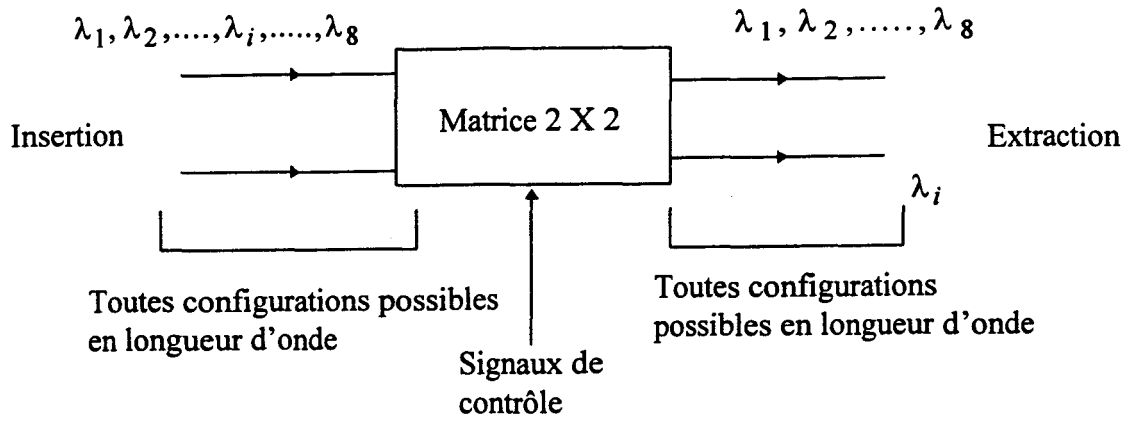


Figure III.17

*Schéma de principe du dispositif réalisé*

Le dispositif que nous avons réalisé est représenté sur la figure III.18. Il utilise deux circulateurs et huit réseaux de Bragg collés sur des empilements piézo-électriques identiques à ceux du montage du paragraphe précédent.

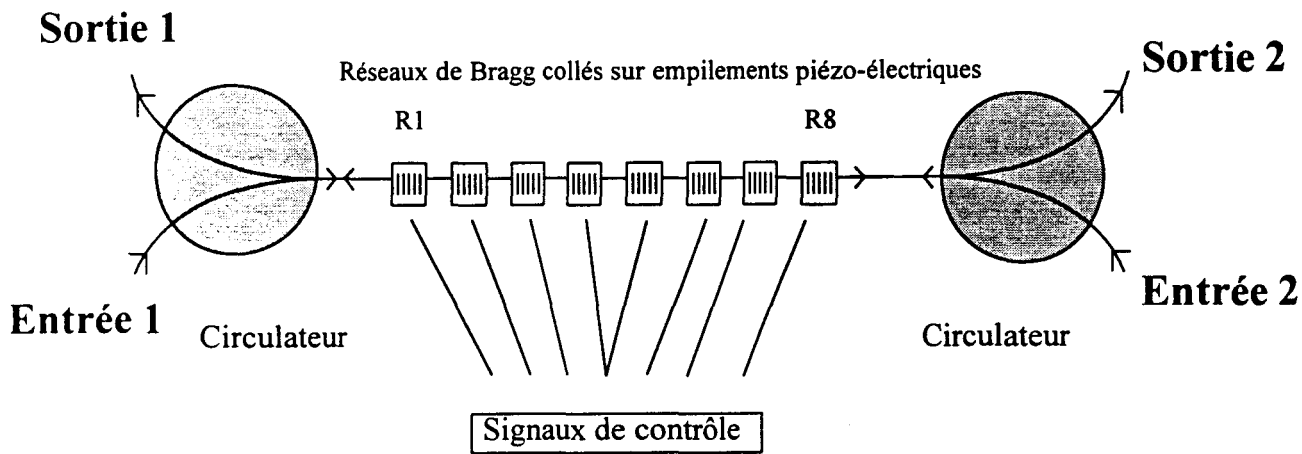


Figure III.18

*Schéma de principe du brasseur réalisé.*

Les huit réseaux ont été inscrits en utilisant le banc interférométrique à miroir de Lloyd. Les longueurs d'onde de Bragg des réseaux sont espacées de 2 nm et varient de 1546 nm à 1560 nm. Les spectres en réflexion et en transmission d'un des huit réseaux sont tracés sur les figures III.19.a et III.19.b.

Transmission (2.5/Div.)/dB

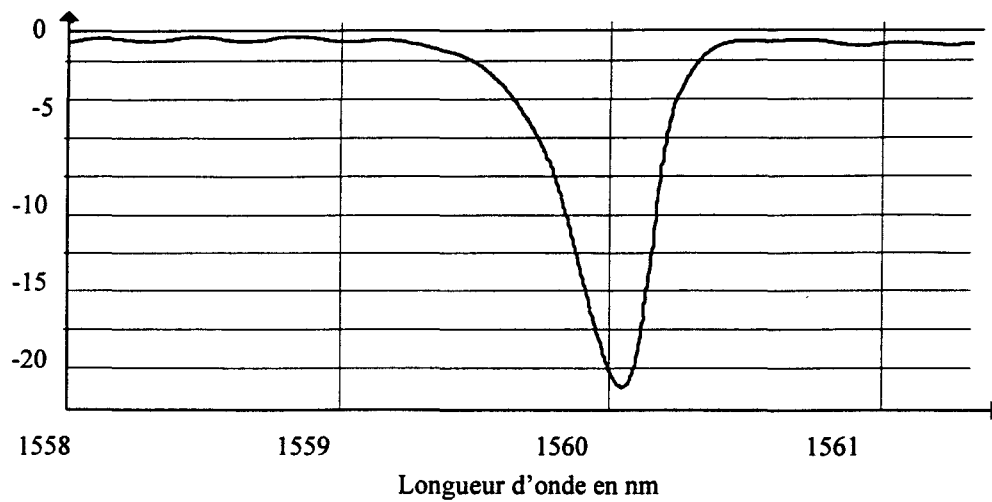


Figure III.19.a

*Spectre en transmission d'un des réseaux réalisés (1560 nm).  
(réseau seul)*

Réflexion (5/Div.)/dB

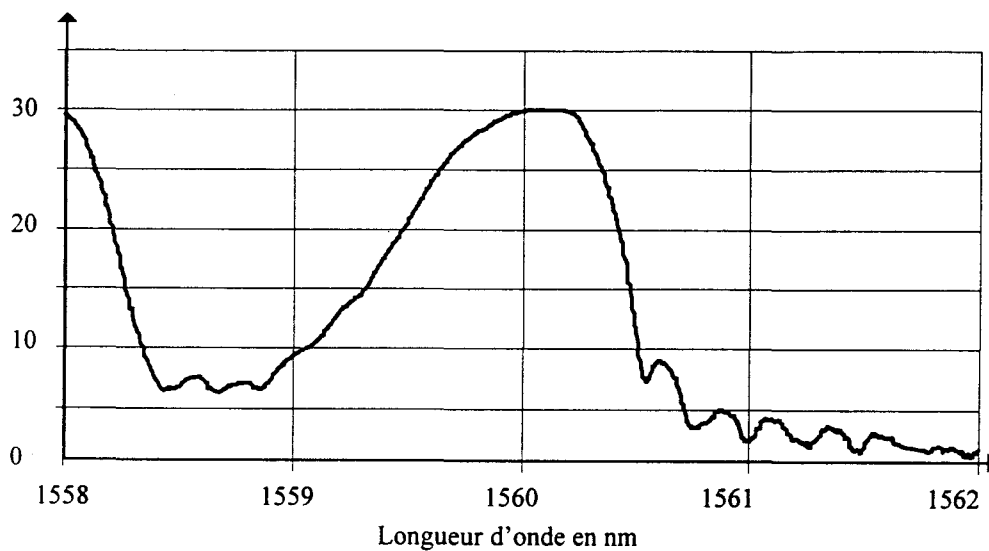


Figure III.19.b

*Spectre en réflexion d'un des réseaux réalisés (1560 nm).  
(Réseau relié à deux autres réseaux par des épissures)*

*Fibre FPG 633 hydrogénée à 120 bars  
irradiance =  $10 \text{ W/cm}^2$   
 $L=1,5 \text{ cm}$   
Durée d'irradiation = de 7 à 10 min suivant les réseaux.*



Le spectre de la figure III.19.a possède une chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg environ égale à -22 dB, une largeur spectrale à mi-hauteur de 0,5 nm. La fibre utilisée est une fibre à gaine photosensible (FPG 581) qui réduit les pertes dues au couplage aux modes de gaines. Ces pertes ici sont de l'ordre de 0,3 dB.

Ces réseaux sont apodisés par masquage de faisceau, ils présentent un taux de réjection en dehors de la bande spectrale des réseaux de l'ordre de -25 dB. L'augmentation de la réflexion aux courtes longueurs d'onde apparente sur la figure III.19.b est due à la présence du réseau centré à 1558 nm.

#### ***3.2.3.3.3. Fonctionnement du dispositif :***

Huit radiations centrées à des longueurs d'onde espacées de 2 nm entre 1546 et 1560 nm sont injectées dans le dispositif par l'entrée 1. Si aucun réseau n'est activé, les huit signaux sont réfléchis vers la sortie 1 du dispositif. C'est le cas A de la figure III.20.

A l'inverse, si les huit réseaux sont activés, les réseaux ne réfléchissent plus les radiations. Les huit signaux sont transmis en sortie 2 (cas B de la figure III.20).

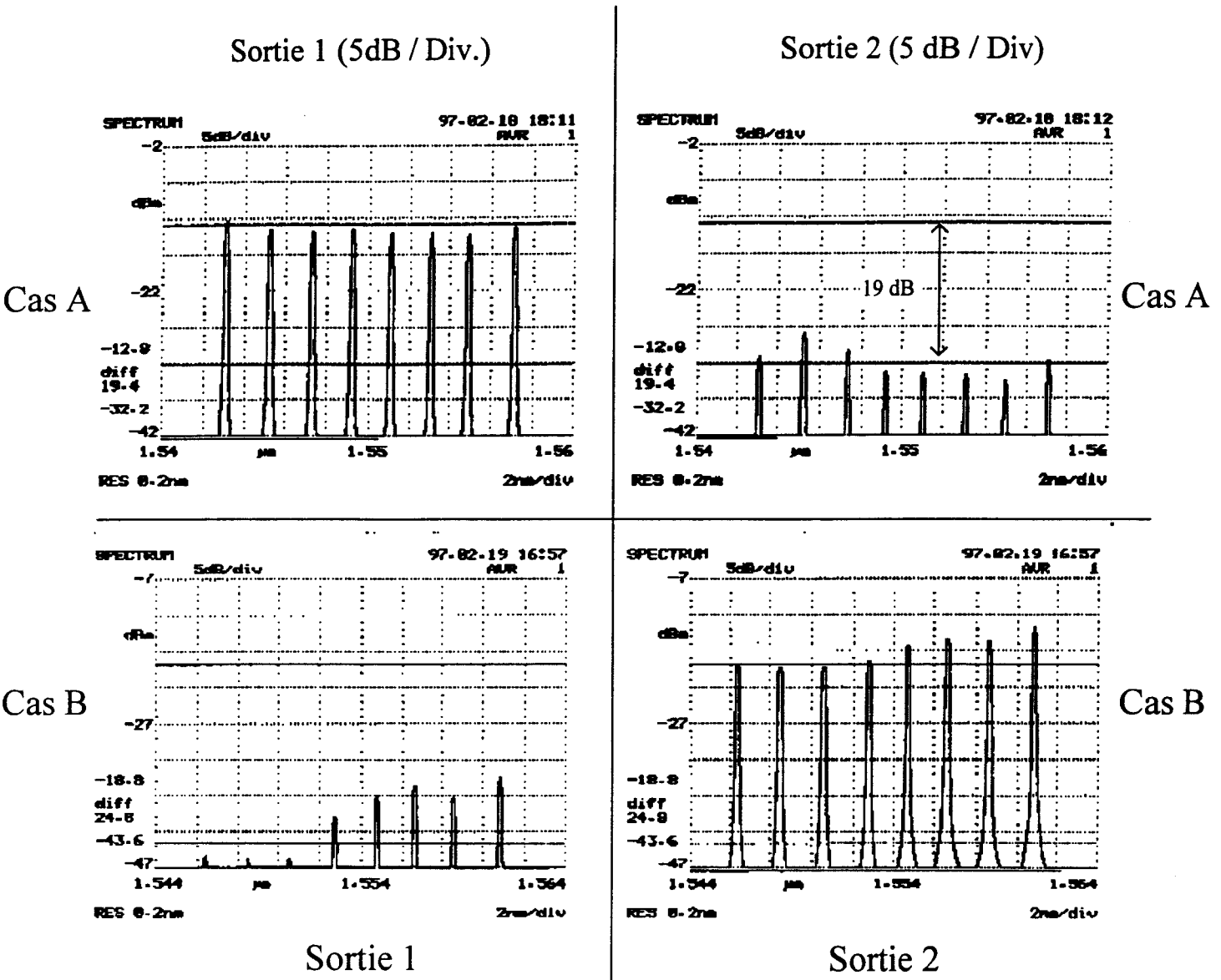


Figure III.20

*Spectres enregistrés aux deux sorties du dispositif pour différentes configurations*

La figure III.21 représente une situation différente de celles envisagées précédemment. Le cas C correspond à une configuration où un réseau sur deux est activé (avec le premier non activé), le cas complémentaire est envisagé en D.

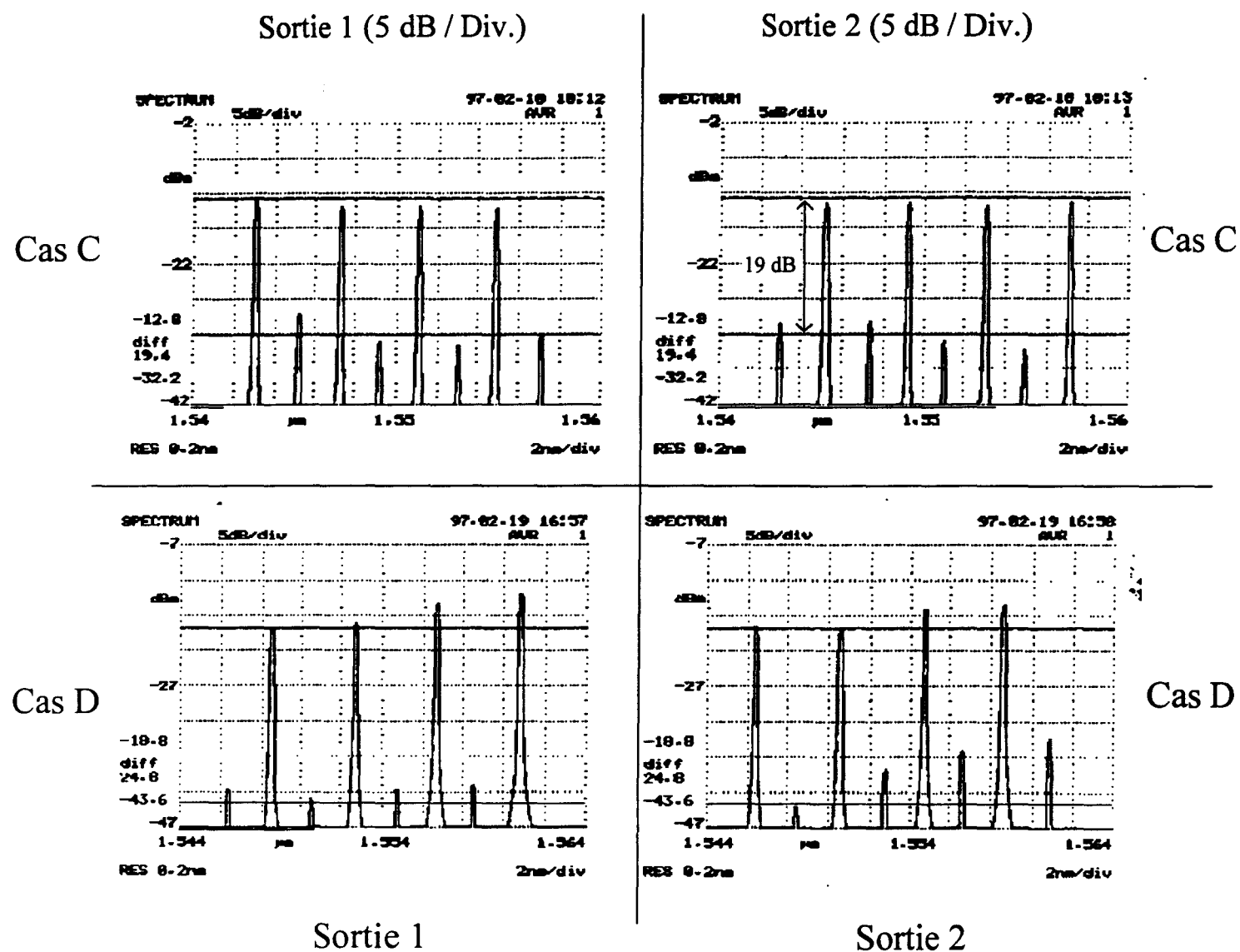


Figure III.21

*Spectres enregistrés aux deux sorties du dispositif pour différentes configurations*

3.2.3.3.4. Discussion :

Le dispositif réalisé permet l'insertion de huit longueurs d'onde (par deux entrées possibles) qui peuvent être aiguillées indépendamment vers deux sorties distinctes. La constante de temps de reconfiguration du système est égal à la constante de temps de commutation des réseaux c'est à dire à 40  $\mu$ s (temps mesuré dans le paragraphe précédent). Le taux d'extinction de chaque canal est compris entre 25 dB et 15 dB. Les réseaux sont placés par ordre de longueur d'onde croissante sur la ligne (R1 a pour longueur d'onde 1546 nm et

R8, 1560 nm) par rapport à l'entrée 1 du dispositif. Cette configuration introduit un niveau de pertes plus important pour les radiations de courtes longueurs d'onde dans le cas d'un trajet de l'entrée 1 vers la sortie 2. En effet le couplage du mode  $LP_{01}$  vers les modes de gaines (typiquement 0,3 dB) introduit par les réseaux accordés à de grandes longueurs d'onde crée des pertes sur les signaux de faibles longueurs d'onde qui traversent ces réseaux (signaux détectés sur la sortie 2 dans les figures III.20 et III.21). Cet effet n'existe plus si les signaux de courtes longueurs d'onde sont réfléchis par les réseaux dans le cas d'un trajet de l'entrée 1 vers la sortie 1.

### 3.3. REALISATION DE RESEAUX A SPECTRE LARGE

Le multiplexage en longueur d'onde dans les communications optiques nécessite l'utilisation de filtres à large bande (largeur spectrale  $> 1$  nm) afin d'éliminer les radiations de pompe indésirables issues des amplificateurs à fibre. Ces radiations peuvent saturer les détecteurs optiques et sont sources de bruits. Si les radiations de pompe sont retournées vers l'amplificateur, les performances de ce dernier sont augmentées.

Des filtres optiques fibrés remplissant cette fonction sont déjà disponibles [10, 11]. Les réseaux de Bragg à pas effectif variable peuvent aussi être utilisés dans ce type d'application [12]. Des procédés de fabrication de réseaux à pas effectif variable ont déjà été décrits dans le paragraphe 2.3.3 du mémoire. Nous présentons maintenant la réalisation de réseaux à spectre large inscrits sur des fibres étirées.

#### 3.3.1 Modélisation :

La figure III.22 présente le résultat du calcul de la variation d'indice effectif (dans le cas de l'approximation de Rudolph et Neumann) dans le cas d'une fibre conique dont le diamètre extérieur varie de 130  $\mu\text{m}$  à 70  $\mu\text{m}$ . La variation du diamètre du coeur de la fibre se fait de façon homothétique. La fibre à laquelle nous nous intéressons possède une différence d'indice coeur-gaine  $\Delta n$  égale à  $45 \cdot 10^{-3}$ , son diamètre de coeur avant étirage est égal à 2,3  $\mu\text{m}$ . La variation d'indice effectif de la fibre pour une variation de diamètre extérieur de 125 à 80  $\mu\text{m}$  est égale à  $1 \cdot 10^{-2}$ . Nous avons calculé la réflectivité spectrale d'un réseau de longueur 2,5 cm inscrit sur cette fibre étirée en supposant que l'amplitude de modulation d'indice est égale à  $12 \cdot 10^{-4}$ . Le résultat est présenté par la figure III.23. Le réseau ainsi calculé possède une chute de transmission à la longueur d'onde de Bragg égale à - 25 dB.

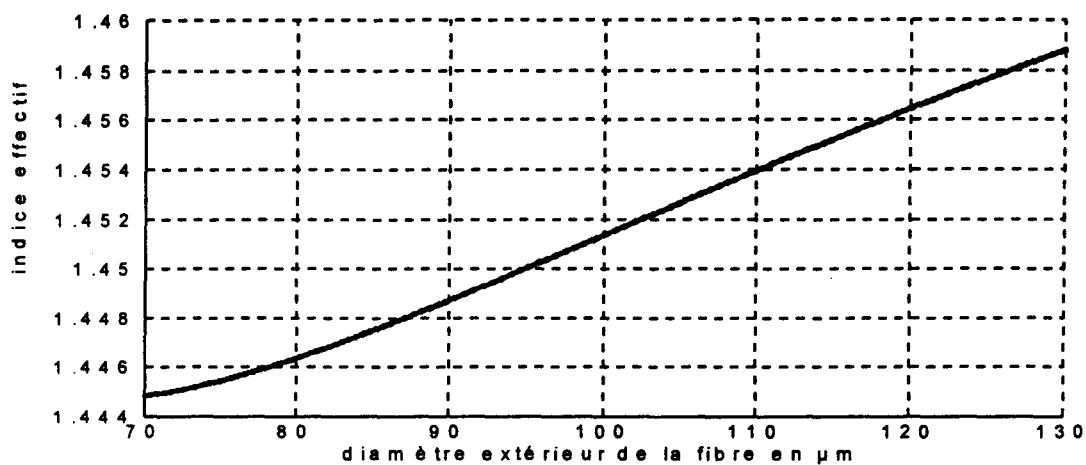


Figure III.22

*Evolution de l'indice effectif du mode à 1.55 μm se propageant dans une fibre étirée.  
Le diamètre extérieur de la fibre varie de 130 à 70 μm..*

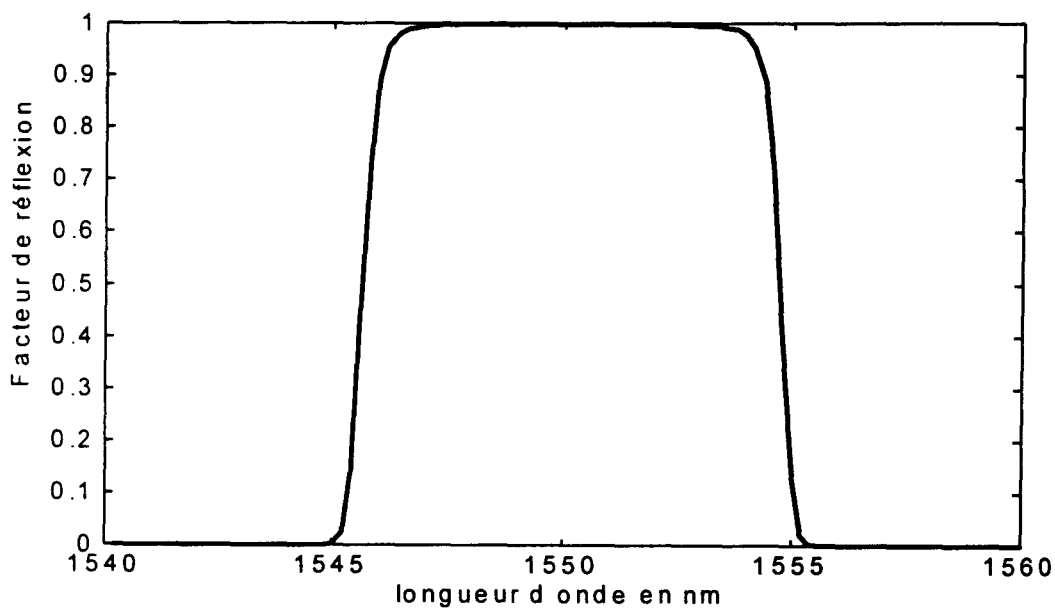


Figure III.23

*Spectre calculé en réflexion d'un réseau de longueur 2,5 cm inscrit sur une fibre étirée.  
L'amplitude de modulation d'indice est égale à  $12 \cdot 10^{-4}$ .  
La variation d'indice effectif de la fibre est égale à  $1 \cdot 10^{-2}$  sur une longueur de 2,5 cm*

La largeur à mi hauteur du spectre du réseau est de l'ordre de 9 nm.

### 3.3.2. Réalisation de fibres étirées :

Afin de réaliser des réseaux à spectres larges, plusieurs fibres étirées ont été réalisées suivant la méthode décrite dans le paragraphe 2.3.3.2 du chapitre II. Ces fibres étirées possèdent deux parties coniques symétriques (Figure III.24). Le diamètre extérieur de la fibre varie de  $125\ \mu\text{m}$  à  $85\ \mu\text{m}$  sur une longueur égale à  $2,5\ \text{cm}$ . La différence d'indice coeur-gaine  $\Delta n$  de la fibre utilisée (référence CNET : FPG 492) est égale à  $45 \cdot 10^{-3}$ , son diamètre de coeur à  $2,3\ \mu\text{m}$ . Ces caractéristiques sont identiques à celles utilisées dans la modélisation présentée dans paragraphe précédent.

La réalisation d'une fibre « biconique » (deux parties coniques symétriques) autorise la photoinscription de deux réseaux de Bragg de longueur d'onde centrale différente.

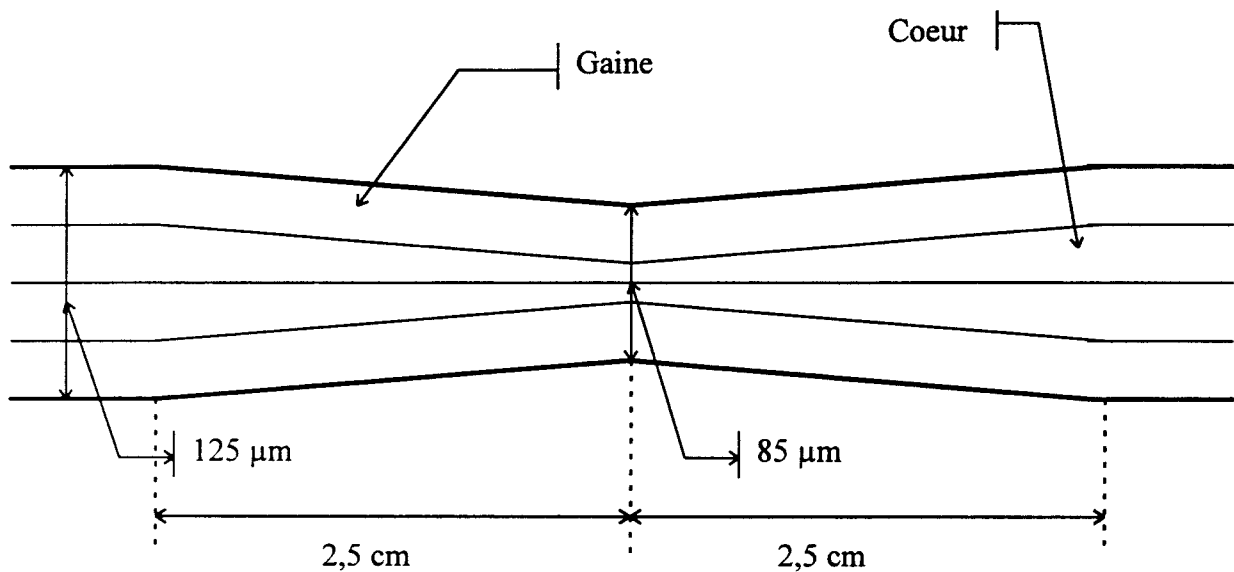


Figure III.24

*Schéma des fibres étirées réalisées (Fibre FPG 492).*

### 3.3.3. Photoinscription de réseaux dans les fibres étirées :

Des réseaux de Bragg de longueur  $2,5\ \text{cm}$  ont été photoinscrits dans les fibres étirées au moyen du montage interférométrique à miroir de Lloyd. Un spectre en transmission d'un des réseaux réalisés est représenté sur la figure III.25. La chute de transmission est égale à  $-30\ \text{dB}$  à la longueur d'onde de Bragg. La largeur à mi hauteur de la courbe de transmission

spectrale est égale à 6,4 nm. Ce résultat est différent de celui prédit par la modélisation. Cet écart peut être expliqué par le fait que le faisceau UV étendu sur 2,5 cm le long de la fibre n'était pas homogène. En effet son profil longitudinal étant gaussien la puissance lumineuse est essentiellement concentrée en son centre. Cette inhomogénéité réduit l'efficacité d'inscription aux bords du réseau (d'où une profondeur de modulation d'indice plus faible).

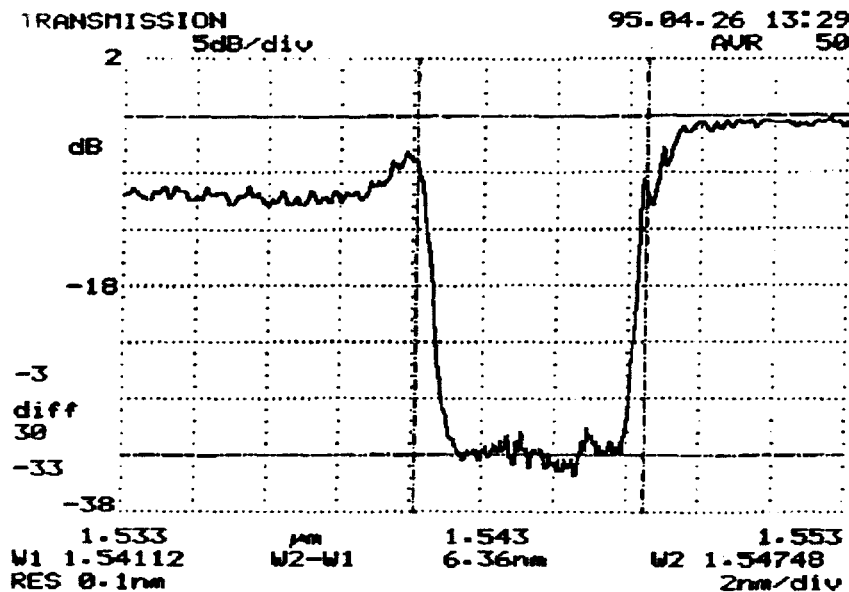


Figure III.25.

*Spectre en transmission d'un réseau inscrit sur une fibre étirée dont le diamètre extérieur varie de 125 à 85  $\mu\text{m}$  sur une longueur de 2,5 cm.*

*Fibre FPG 492 hydrogénée à 120 bars  
irradiance = 10 W/cm<sup>2</sup>  
L=2,5 cm Durée d'irradiation = 12 min*

Des études sont actuellement poursuivies au laboratoire afin de photoinscrire ce type de réseau à spectre large par la méthode du masque de phase à balayage de faisceau (présentée dans le chapitre I). Cette méthode permet de s'affranchir de l'inhomogénéité du faisceau laser.

### 3.4. CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons montré l'intérêt que présente l'utilisation des réseaux de Bragg dans les réseaux de télécommunications. Ils peuvent en effet être utilisés dans la plupart des éléments formant une liaison :

Leur utilité a été en effet démontrée dans la réalisation de sources lasers (laser à fibre) [13,14,15]. Les réseaux peuvent être utilisés pour stabiliser et égaliser le gain des amplificateurs optiques [16, 17, 18]. Lors de la surveillance du réseau optique, ces réseaux de Bragg ont aussi un intérêt [19]. Les réseaux de Bragg peuvent aussi entrer dans la fabrication de démultiplexeurs et de routeurs. Ces dispositifs présentent de faibles pertes et possèdent un temps de commutation de l'ordre de 40  $\mu$ s. Ils peuvent compenser la dispersion chromatique qui intervient lors de la propagation dans les fibres optiques. De plus, à la détection en fin de liaison, les réseaux à large bande spectrale peuvent filtrer les radiations de pompe indésirable issue des amplificateurs à fibre.





**REFERENCES :**

- [1] M. G. Xu, J. L. Archambault, L. Reekie and J. P. Dakin, « Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors », *Electron. Lett.*, 1994, VOL. 30, pp. 1085-1087.
- [2] G. A. Ball and W. W. Morey « Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser » *Opt. Lett.* December 1994 Vol. 19 N°. 23; p. 1979-1981.
- [3] L. Quetel, J. Le Mellot, H. Poignant, L. Rivoallan, E. Delevaque, M. Monerie : « Step-tunable fibre optic delay line » *ECOC 95 Proceeding Volume 1* p. 409-412.
- [4] Gary A. Ball, W. H. Glenn and W. W. Morez « Programmable fiber delay line » *IEEE Photonics Technology*, June 1994 VOL. 6 p. 741-743.
- [5] S. P. Fang and H. F. Taylor « High-performance single-mode fiber-optic switch » *Opt. Lett.* August 1994 VOL. 19, N°. 16 p. 1204-1206.
- [6] L. Quetel, L. Rivoallan, E. Delevaque, H. Poignant, M. Monerie, T. Georges : « Programmable fiber grating based wavelength demultiplexer » *OFC'96 Technical Digest* p. 120-121.
- [7] F. Bilodeau, B. Malo, D.C. Johnson, J. Albert, S. Thériault, K. O. Hill : « High-performance wavelength-division-multiplexing : demultiplexing device using an all-fiber Mach-Zehnder interferometer and photoinduced Bragg gratings » *OFC'95 Technical Digest W11* p; 130-132.
- [8] F. Bilodeau, D. C. Johnson, S. Thériault, B. Malo, J. Albert and K. O. Hill : « An all-fiber dense-wavelength -division multiplexer : demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings » *IEEE Photonics Letters*, Vol. 7, N°. 4, 1995, p; 388-390.
- [9] T. J. Cullen, H.N. Rourke, C.P. Chew, S. R. Baker, T. Bricheno, K. C. Byron and A. Fielding : « Compact all-fibre wavelength drop and insert filter » *Electron. Lett.*, 1994, VOL. 30, p.2160-2162.
- [10] S. Matsui, J. Watanabe, T. Saitoh and J. Noda « Low loss micro-filter installed in a fiber » *16 th ECOC, Amsterdam, 1990*, p.517-520.

- [11] M. C. Farries, J. E. Townsend and S. B. Poole « Very high rejection optical fibre filters » *Electron. Lett.*, 1986, VOL. 22, p. 1126-1128.
- [12] M. C. Farries, C. M. Ragdale and D. C. J. Reid « Broadband chirped fibre Bragg filters for pump rejection and recycling in Erbium doped fibre amplifiers » *Electron. Lett.*, 1992, VOL. 28, p. 487-489.
- [13] M. Le Flohic « Contribution à l'étude et à la réalisation de lasers à fibre dopée aux ions de Terres Rares » Thèse de l'Université de Rennes I soutenue le 5 juillet 1991.
- [14] V. Mizrahi, L. David, DiGiovanni, M. Robert Atkins, Steven G. Grubb, Yong-Kwan Park, and Jean Marc P. Delavaux : « Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communication » *Journ. of Lightwave Techn.* 1993, 11, p. 2021-2025.
- [15] E. Delevaque, S. Boj, J. Le Mellot : « Etude de cavités laser à fibre émettant un rayonnement monofréquence dans la bande 1,55 micron » *JNOG 94*, Besançon 25-26 octobre 1994, Recueil des communications, p.136-138.
- [16] E. Delevaque, T. Georges, J.F. Bayon, M. Monerie, P. Niay and P. Bernage : « Gain control in Erbium-doped fibre amplifiers by lasing at 1480 nm with photoinduced Bragg gratings written on fibre ends » *Electr. Lett.* 1993, 29 p. 1112-1114.
- [17] B. Landousies, T. Georges, E. Delevaque, R. Lebref and M. Monerie : « Low power transient in multichannel equalised and stabilised gain amplifier using passive gain control » *Electr. Lett.* 1996, 32 p. 1912-1913.
- [18] E. Delevaque, T. Georges, B. Landousie and E. Taufflieb : « Multichannel equalised and stabilised gain amplifier for WDM transmissions » *Electr. Lett.* 1995, 31 p. 2149-2150.
- [19] S. Boj: « Réalisations de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications », Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, Soutenue de 06 octobre

## CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur la réalisation de dispositifs utilisant des réseaux de Bragg photoinscrits sur les fibres optiques. Un large éventail d'applications des réseaux de Bragg a été réalisé. Cependant, même s'il a été démontré que ces dispositifs peuvent être introduits avec profit dans un système de télécommunication optique, leur utilisation dans les systèmes en service commercial reste pour l'instant limitée. Ceci s'explique par le fait que les industriels commencent seulement à prendre cette technique en considération. Les études de fiabilité et de durée de vie sont en cours de réalisation et décideront de la possibilité réelle d'utiliser à grande échelle des réseaux de Bragg sur une liaison optique devant être garantie pendant une période minimale de vingt ans.

Il a été montré que les réseaux de Bragg peuvent apporter des solutions dans de nombreux domaines tels que par exemple celui qui concerne la compensation de la dispersion chromatique. Les compensateurs que nous avons réalisés au laboratoire ont une longueur maximale de 9 cm, ils permettent de compenser jusqu'à 1000 ps/nm. L'amplitude des ondulations résiduelles reste le plus souvent inférieure à 10 ps. La concaténation de réseaux offre une solution pour l'obtention de réseaux longs dans la mesure où un accord de phase est réalisé. L'utilisation des réseaux permet la réalisation de brasseurs et de démultiplexeurs optiques et ceci grâce aux possibilités d'accord spectral offertes par les empilements piézo-électriques.

Pour conclure ce mémoire il est important de signaler que la liste des dispositifs utilisant des réseaux de Bragg n'est pas du tout exhaustive et que de nombreuses autres fonctions optiques pourront certainement être développées grâce à l'utilisation des réseaux de Bragg. De plus, les champs d'application des réseaux de Bragg ne se situent pas seulement dans les domaines des télécommunications, mais aussi dans celui des capteurs.



# Annexes



## Annexe I

**Caractéristiques des fibres utilisées.**

Nom de la fibre	FPG 581	FPG 492	SMF 28	FPG 633
Longueur d'onde de coupure	1,25 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$	< 1,250 $\mu\text{m}$	1,1 $\mu\text{m}$
$\Delta n$ (coeur-gaine)	$5 \cdot 10^{-3}$	$45 \cdot 10^{-3}$	$\cong 5 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
indice de la gaine à 1.5 $\mu\text{m}$	1,4447	1,4442	$\cong 1,456$	1,4441
diamètre du coeur en $\mu\text{m}$	8	2,3	8,3 $\mu\text{m}$	7,7
Composition (mole %) :				
Coeur	3,5 % $\text{GeO}_2$	3,0 % $\text{GeO}_2$ F+ $\text{P}_2\text{O}_5$ < 0,1 %	$\cong 3,0$ % $\text{GeO}_2$	3,5 % $\text{GeO}_2$
Gaine optique	3,5 % $\text{GeO}_2$ 1 % Fluor			3,5 % $\text{GeO}_2$ 1 % Fluor

Nom de la fibre	FPG 632
Longueur d'onde de coupure	1,1 $\mu\text{m}$
$\Delta n$ (coeur-gaine)	$5 \cdot 10^{-3}$
indice de la gaine à 1.5 $\mu\text{m}$	1,4440
diamètre du coeur en $\mu\text{m}$	8,2
Composition (mole %) :	
Coeur	3,5 % $\text{GeO}_2$
Gaine optique	4 % $\text{GeO}_2$ 1 % Fluor





## Annexe II

### Approximation de Rudolph et Neumann

Dans cette annexe, nous présentons l'approximation de Rudolph et Neumann qui permet de calculer l'indice effectif d'un mode se propageant dans une fibre optique à partir des caractéristiques géométriques de la fibre.

L'équation de Maxwell rendant compte de la propagation d'un champ électrique de composantes ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ) ou magnétique de composantes ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) le long de l'axe Oz d'une fibre optique peut s'écrire en coordonnées cylindriques ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) sous la forme :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + (k^2 n_j^2 - \beta^2) \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} \quad (\text{A2.1})$$

Dans l'équation (A2.1),  $E_z$  et  $H_z$  sont les composantes du champ électrique et magnétique le long de l'axe Oz.  $n_j$  (indice de réfraction) est égale à  $n_1$  dans le coeur et à  $n_2$  dans la gaine.  $k = \frac{\omega}{c}$  ( $\omega$  est la pulsation optique, et  $c$  la célérité).  $\beta$  est la constante de propagation.

La fréquence normalisée  $V$  est définie par la relation (A2.1)

$$V = ak(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A2.2})$$

Dans (A2.2),  $k$  est la constante de propagation en espace libre et s'exprime sous la forme :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\lambda \text{ étant la longueur d'onde à laquelle le signal optique se propage dans la fibre}).$$

Les solutions de l'équation (A2.1) sont données par la relation suivante [1] :

$$E_z = -i \frac{E_0}{ka n_2} (\sin\varphi, \cos\varphi) \begin{cases} \frac{uJ_1(ur/a)}{J_0(u)}, \text{ pour } 0 \leq r \leq a \\ \frac{vK_1(vr/a)}{K_0(v)}, \text{ pour } r \geq a \end{cases} \quad (\text{A2.3})$$

$$H_z = -i \frac{E_0}{ka Z_0} (\cos\varphi, \sin\varphi) \begin{cases} \frac{uJ_1(ur/a)}{J_0(u)}, \text{ pour } 0 \leq r \leq a \\ \frac{vK_1(vr/a)}{K_0(v)}, \text{ pour } r \geq a \end{cases}$$

(Mode LP01)

Dans les équations (A2.3), les premiers termes des couples ( $\sin\varphi$ ,  $\cos\varphi$ ) pour  $E_z$  et ( $\cos\varphi$ ,  $\sin\varphi$ ) pour  $H_z$  sont retenus si le champ est polarisé linéairement de façon à ce que  $E_x=0$ . Si le champ est polarisé de façon à ce que  $E_y=0$ , on retient les seconds termes.  $J_0$  et  $J_1$  sont les

fonctions de Bessel respectivement d'ordre 0 et d'ordre 1.  $K_0$  et  $K_1$  sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre 0 et d'ordre 1.  $Z_0$  est l'impédance du vide,  $a$  le rayon du coeur de la fibre  $u$  et  $v$  sont définis par les relations (A2.4)

$$u^2 + v^2 = V^2 \quad (\text{A2.4})$$

$$u \frac{J_1(u)}{J_0(u)} = v \frac{K_1(v)}{K_0(v)}$$

La dernière relation traduit la continuité de la composante tangentielle du champ à l'interface coeur-gaine en  $r = a$ . Rudolph et Neumann [2] ont introduit une solution polynomiale du système d'équation (A2.4)

$$v \cong 1.1428 V - 0.9960 \quad (\text{A2.5})$$

$$u^2 + v^2 = V^2$$

Cette solution est applicable pour  $1.5 \leq V \leq 2.4$ . La figure (A2.I) représente l'évolution de  $u$  en fonction de  $V$  calculée par le système d'équation (A2.4) et par l'équation (A2.5). Un très bon accord des deux évolutions est effectivement observé dans la zone  $1.5 \leq V \leq 2.4$ .

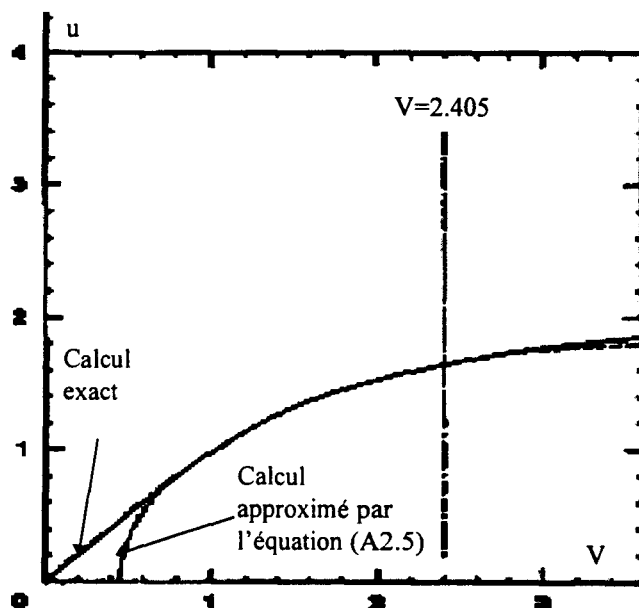


Figure (A2.I)

*Comparaison de l'évolution exacte et approximée par H. D. Rudolph et E. G. Neumann de  $u$  en fonction de  $V$*

L'indice effectif est défini par la relation :

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k} \quad (\text{A2.6})$$

La constante de propagation peut s'écrire sous la forme :

$$\beta^2 = k^2 n_1^2 - \frac{u^2}{a^2} \quad (\text{A2.7})$$

A partir des relations (A2.2), (A2.5) et (A2.6) l'indice effectif peut alors s'écrire par la relation (A2.8) :

$$n_{eff} \cong \sqrt{n_1^2 - \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{2.276 V - 0.306 V^2 - 0.992}{a^2}} \quad (\text{A2.8})$$

[1] Luc B. Jeunhomme « Single-mode fiber optics » Principles and applications, Optical Engineering/ Volume 23, Edition Dekker.

[2] H. D. Rudolph et E. G. Neumann, Nachrichtentech. Z. 29(4), 1976, pp. 328-329.



## Annexe III

### Etude de la phase mesurée par le voltmètre vectoriel.

Cette annexe rend compte du principe de la détermination du temps de propagation du signal optique modulé dans un système à partir de la phase mesurée par le voltmètre-vectoriel en fin de propagation.

La propagation peut être schématisée par le modèle de la figure 1.

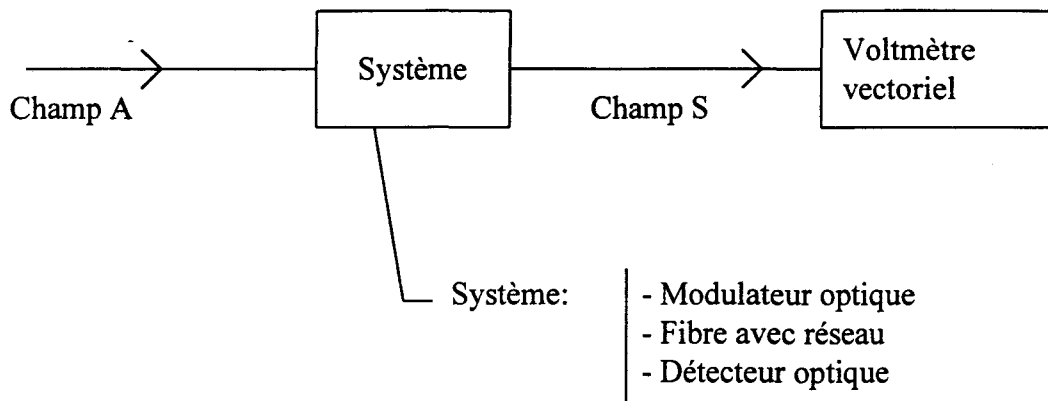


Figure 1

*Schéma de principe de la propagation*

Envisageons le cas d'une modulation d'amplitude appliquée en fonction du temps selon une loi sinusoïdale de pulsation  $\Omega$ .

Avant propagation dans le système, le champ est de la forme :

$$A(z, t) = U(z, t) e^{i(\omega_0 t - \beta z)} \quad (\text{A3-1})$$

Dans (A3-1),  $\omega_0$  représente la pulsation de la porteuse optique,  $\beta$  la constante de propagation et  $U(z = 0, t) = e^{-\frac{t^2}{2T_0^2}}$  dans le cas d'une impulsion gaussienne de demi largeur à  $\frac{1}{e}$  égale à  $T_0$ .

Considérons  $\tilde{A}(\omega)$  la transformée de Fourier de  $A(z, t)$  telle que :

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{A3-2})$$

Après propagation, dans le système, le champ est de la forme :

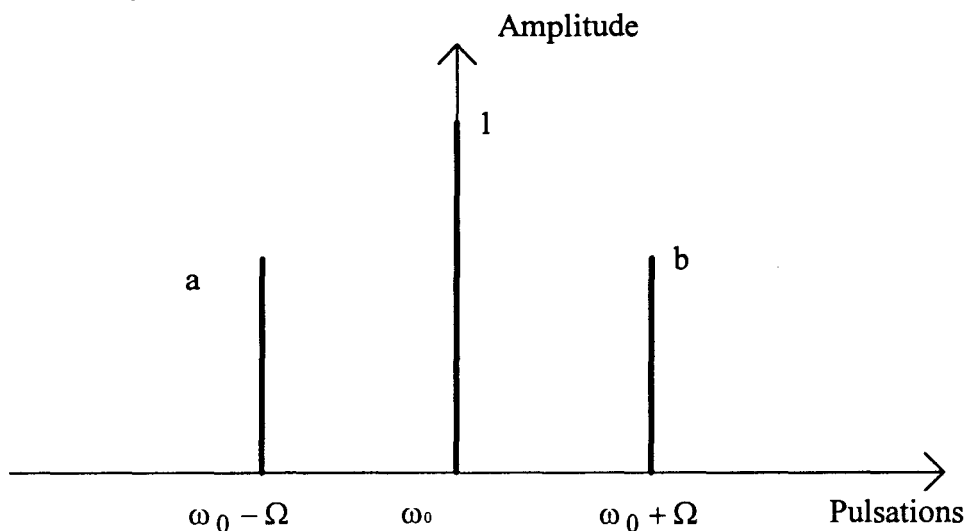
$$\tilde{B}(\omega) = T \tilde{A}(\omega) \quad (\text{A3-3})$$

Dans la relation (A3-3), T est la fonction de transfert du système. Elle peut être écrite sous la forme

$$T(\omega) = t_m(\omega) e^{i\phi(\omega)} \quad (\text{A3-4})$$

Dans la relation (A3-4),  $\omega$  est la pulsation optique de la composante spectrale du signal.

Le spectre du signal modulé se compose de trois composantes de pulsations respectives  $\omega = \omega_0$ ,  $\omega_0 + \Omega$ ,  $\omega_0 - \Omega$  et d'amplitudes 1, a et b. Le spectre du signal modulé est représenté sur la figure 2.



$\omega_0$  est la pulsation de la porteuse optique

$\Omega$  est la pulsation de la modulation *sinusoïdale*

Figure 2

*Spectre du signal optique modulé en amplitude selon une loi sinusoidale de pulsation  $\Omega$ .*

Après propagation dans le système, les composantes spectrales  $\tilde{B}(\omega)$  du signal modulé s'expriment à l'aide de (A3-5) :

$$\tilde{B}(\omega) = \tilde{A}(\omega) [t_m(\omega_0) e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} + a t_m(\omega_0 + \Omega) e^{i[(\omega_0 + \Omega)t + \phi_1]} + b t_m(\omega_0 - \Omega) e^{i[(\omega_0 - \Omega)t + \phi_2]}] \quad (\text{A3-5})$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \phi_1 \equiv \phi_0 + \Omega \frac{d\phi_0}{d\omega} + \Omega^2 \frac{d^2\phi_0}{d^2\omega} = \phi(\omega_0 + \Omega) \\ \phi_2 \equiv \phi_0 - \Omega \frac{d\phi_0}{d\omega} + \Omega^2 \frac{d^2\phi_0}{d^2\omega} = \phi(\omega_0 - \Omega) \end{cases} \quad (\text{A3-6})$$

Dans ces expressions,  $\phi_0 = \phi(\omega_0)$ ; le terme de phase en  $\beta z$  est contenu dans la phase  $\phi_0$ .

Dans le cas où il n'y a pas de distorsion du signal, c'est à dire quand la relation (A3-7) est vérifiée,

$$\frac{1}{t_m} \frac{dt_m}{d\omega} \ll 1 \quad (\text{A3-7})$$

le signal peut alors s'écrire sous la forme :

$$\tilde{B}(\omega) = t_m \tilde{A}(\omega) [e^{i(\omega_0 t + \phi_0)} + a e^{i[(\omega_0 + \Omega)t + \phi_1]} + b e^{i[(\omega_0 - \Omega)t + \phi_2]}] \quad (\text{A3-8})$$

Après propagation, le signal est détecté par le détecteur optique. Ce détecteur délivre un signal électrique proportionnel à la valeur moyenne du carré du module du champ optique :

$$S = |\overline{\tilde{B}(\omega)}|^2.$$

Dans le cas où  $a = b$  et où la bande passante du système de détection est supérieur à  $\Omega$ ,  $S$  est donné par la relation :

$$S = \left[ \frac{1}{4} + a^2 \cos^2 \Omega \left( t + \frac{d\phi_0}{d\omega} \right) + a \cos \Omega \left( t + \frac{d\phi_0}{d\omega} \right) \cos \left( \frac{\Omega^2}{2} \frac{d^2\phi_0}{d\omega^2} \right) \right] |t_m \tilde{A}(\omega)|^2 \quad (\text{A3-9})$$

$S$  désigne le signal électrique injecté dans le voltmètre vectoriel. Celui ci va alors le filtrer à la fréquence  $\Omega$ . Le signal devient :

$$s = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} S e^{i\Omega t} dt \quad (\text{A3-10})$$

soit

$$s = |t \tilde{A}(\omega)|^2 \frac{a}{2} \cos^2 \left( \frac{\Omega}{2} \frac{d^2\phi_0}{d\omega^2} \right) e^{-i\Omega \frac{d\phi_0}{d\omega}} \quad (\text{A3-11})$$

qui est de la forme



$$s = v e^{i\phi_{RF}} \quad (\text{A3-12})$$

où  $\phi_{RF}$  est la phase radiofréquence donnée par le voltmètre vectoriel et  $v$  est l'amplitude.

Par identification on obtient :

$$\text{et} \quad \left| \begin{array}{l} v = \frac{a}{2} |t_m \tilde{A}(\omega)|^2 \cos^2 \left( \frac{\Omega}{2} \frac{d^2 \phi_0}{d\omega^2} \right) \\ \phi_{RF} = -\Omega \frac{d\phi_0}{d\omega} \end{array} \right. \quad (\text{A3-13})$$

Or le temps de propagation dans le système est donné par la relation :

$$\tau = \frac{d\phi_0}{d\omega} \quad (\text{A3-14})$$

Sous réserve de l'hypothèse (A3-7) le temps de propagation est alors :

$$\tau = -\frac{\phi_{RF}(\text{rad})}{\Omega} \quad (\text{A3-15})$$

ou :

$$\tau = -\frac{\phi_{RF}}{360 f} \text{ (degrés)} \quad (\text{A3-16})$$

Dans la relation (A3-16),  $f$  est la fréquence de modulation exprimée en Hz.

## Publications, Communications et Brevets

### • Publications :

L. Quétel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J.Y. Guilloux, J.F. Bayon : "Chromatic dispersion compensation by apodised Bragg gratings within controlled tapered fibres" (accepté pour publication) dans **Optical Fiber Technology**

### • Communications :

E. Delevaque, L. Quétel, L. Rivoallan, M. Morvan, H. Poignant, M. Monerie, G. Martinelli and M. Douay : « Chromatic dispersion compensation using Bragg grating photoinduced within accurately tapered fibres » **IEE Colloquium on 'Optical fibre gratings'** (7 Fév. 1997 à Londres, Angleterre).

E. Delevaque, M. Monerie, H. Poignant, L. Rivoallan and L. Quétel : « Fiber grating based devices using optical circulators », **Material Research Society Spring Meeting**, Paper R1-5, San Francisco, USA, 1996.

L. Quétel, L. Rivoallan, E. Delevaque, J.Y. Guilloux, J.F. Bayon et M. Monerie : « Compensation de dispersion chromatique à l'aide de réseaux de Bragg large bande » **XVIèmes Journées Nationales d'Optique Guidée**, Recueil des communications, pg 208-210, Nice, 1996.

E. Pincemin, M. Monerie, H. Poignant, E. Delevaque, L. Quétel, P. Niay, P. Bernage : « Mesure de l'amplitude de modulation d'indice dans les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres » **XVIèmes Journées Nationales d'Optique Guidée**, Recueil des communications, pg 272-274, Nice, 1996.

L. Quétel, L. Rivoallan, E. Delevaque, H. Poignant, M. Monerie and T. Georges : « Programmable fiber based wavelength demultiplexer » **Optical Fiber Communication**, OFC'96, Technical Digest, Vol. 2, paper WF6, pg 120-121, San Jose, USA, 1996.

L. Quétel, J. Le Mellot, H. Poignant, L. Rivoallan, E. Delevaque and M. Monerie : « Step-tunable fibre optic delay line », **Proceedings Vol. 1, Paper Tu.P.09**, pg 409-412, **ECOC'95**, Brussel, Belgium, 1995.

**• Brevets :**

- 1997 (soumis en janvier 1997) "Réalisation d'un dispositif permettant une variation progressive de la modulation d'indice aux extrémités d'un réseau de Bragg lors de la photoinscription (apodisation)".

## **Article 1**

### **« Step-tunable fibre optic delay line »**

**L. Quénel, J. Le Mellot, H. Poignant, L. Rivoallan, E. Delevaque and M. Monerie**

**ECOC'95, Brussel, Belgium, 1995.**

**Proceedings Vol. 1, Paper Tu.P.09, pg 409-412,**



## STEP-TUNABLE FIBRE OPTIC DELAY LINE

L. QUETEL, J. LE MELLOT, H. POIGNANT, L. RIVOALLAN, E. DELEVAQUE,  
M. MONERIE

France Télécom, CNET LAB/RIO/TSO, Technopole Anticipa, 22307 Lannion - France  
Telephone (33)96052828 - Facsimile (33)96051307

**Abstract :** The design, fabrication and characterisation of a piezoelectrically controlled fibre optic delay line are described. Identical gratings are photoinduced at different locations in the fibre. A circulator is used as an interface. The grating corresponding to the required delay is stretched with a PZT actuator so that its Bragg wavelength resonance matches the signal wavelength. A switching speed of 0.1 ms has been observed in a first realisation of this device including two Bragg gratings with a 3.8 ns delay.

**Introduction :** A programmable fiber optic delay line has been recently described by BALL, GLENN and MOREY (ref. 1). The principle relies on a wavelength tunable laser and on gratings evenly spaced on a fibre, with different Bragg wavelengths. The laser wavelength is adjusted to provide the required delay. A 3 dB coupler is used to connect the delay line. A major feature of this device is that the signal wavelength depends on the delay. We propose in this paper to preserve the signal wavelength and to control the grating resonance wavelength. Each grating has its own actuator, the only one to be activated corresponding to the required delay.

**The delay line :** The experimental setup is displayed on figure 1. A circulator is used to send the incoming signal and extract the output signal from the delay line, reducing the insertion losses as compared to a 3 dB coupler. The distance between the Bragg gratings is about 40 cm, corresponding to a delay of 4 ns. The two 14 mm long gratings of reflectivity ~ 95 % have been photoinduced with a cw UV beam at 244 nm issued from an intracavity frequency doubled argon laser (FReD from Coherent). A standard telecom fibre has been hydrogen loaded (160 atm) before UV irradiation. The transmission spectra of the two gratings are reported on figure 2. Each grating is then clamped in a 18 mm long PZT ringactuator. When applying a voltage to the actuator, the Bragg resonance is shifted towards longer wavelengths. The device has been designed to yield an induced wavelength shift similar to the grating bandwidth.

**Controlling the delay :** An elongation  $\Delta L$  of a grating of length  $L$  leads to a relative change of the Bragg wavelength equal to  $\Delta\lambda_B / \lambda_B = \{1 - (n^2 / 2) [p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12})]\} (\Delta L / L)$  where  $\nu$  is the Poisson coefficient and  $p_{ij}$  the relevant elements of the photoelastic tensor (ref.

2). For silica fibers,  $\Delta\lambda_B / \lambda_B = 0.78 \Delta L / L$ . The 18 mm long PZT elements are specified to stretch by 15  $\mu\text{m}$  under a 500 V excitation, which means a strain of  $0.25 \times 10^{-6}$ . Under the reasonable assumption that the fibre does not modify the response of the PZT, the expected Bragg wavelength shift  $\Delta\lambda_B$  is equal to 0.20 nm / 100 V. The variation of the Bragg wavelength  $\lambda_B$  when the applied voltage was changed from 0 to 150 V has been measured with an optical spectrum analyser and the results for two gratings are displayed on figure 3. The experimental slopes are both equal to 0.22 nm / 100 V, which is in good agreement with the calculated value.

**Switching time :** The reflection spectrum of the delay line when one of the two gratings is at rest and the second one is stretched is shown on figure 4. The reflection bands are clearly separated. To measure the switching time of a grating, we have set the operating wavelength in the grating bandwidth and recorded the reflection level from one grating at the output of the circulator. The experimental curve is displayed on figure 5 (control signal, electrical signal applied to the ringactuator (0 - 150 V), output optical level). The 100  $\mu\text{s}$  switching time is limited by the electrical response of the amplifier and by the PZT response. In fact, this switching time is due to a 0.025 nm shift of the Bragg wavelength ( $\Delta V \sim 12$  V), corresponding to the edge of the grating (measured with a tunable source with a resolution of 1 pm).

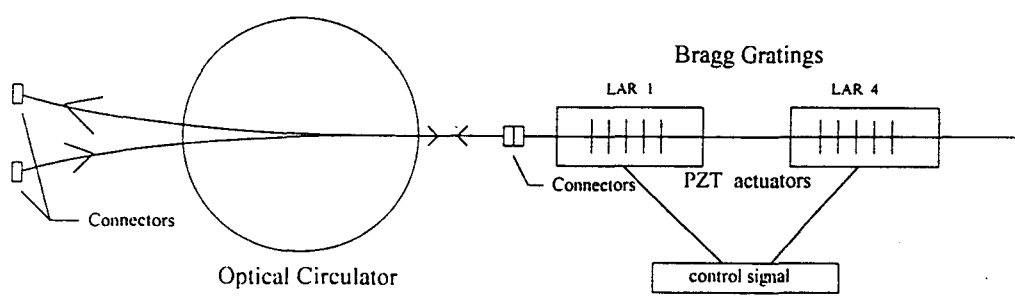
**Operating the delay line :** Monitoring the control voltage of the gratings allows to control the delay. We have measured the differential delay with the vector voltmeter method. A phase shift of 68.0  $^\circ$  between the two reflecting positions was observed at a modulation frequency of 50 MHz, yielding a time delay of 3.78 ns. This corresponds to a distance between gratings of 38.8 cm (to be compared to a measured distance of 39 cm).

**Discussion :** The main source of insertion losses and polarisation dependence of this device is the circulator. Our device exhibits a 3.7 dB total insertion loss. We have measured the individual loss contributions of the circulator ( $2 \times 1.3$  dB) and of the signal propagation through three EC connectors ( $3 \times 0.3$  dB). An excess loss of 0.2 dB is due to the 95 % grating reflectivity. The total of the individual losses gives the measured insertion losses. In an optimised realisation, a splice will be used instead of a connector between the circulator and the delay line, and circulator losses can be lowered down to 2 dB, yielding expected insertion losses of less than 3 dB with commercially available components. The switching speed depends on the sharpness of the grating edge and on the piezoelement response time. Our piezorings present a capacitance of 100 nF. With piezoelectric strips of capacitance 10 nF (ref. 3), the switching speed should increase. Similarly, the rise time of the electrical signal could be improved and shortens when the capacitance is lowered. Stand-by operation requires very low electrical power consumption owing to the capacitive nature of piezoelements. Addition

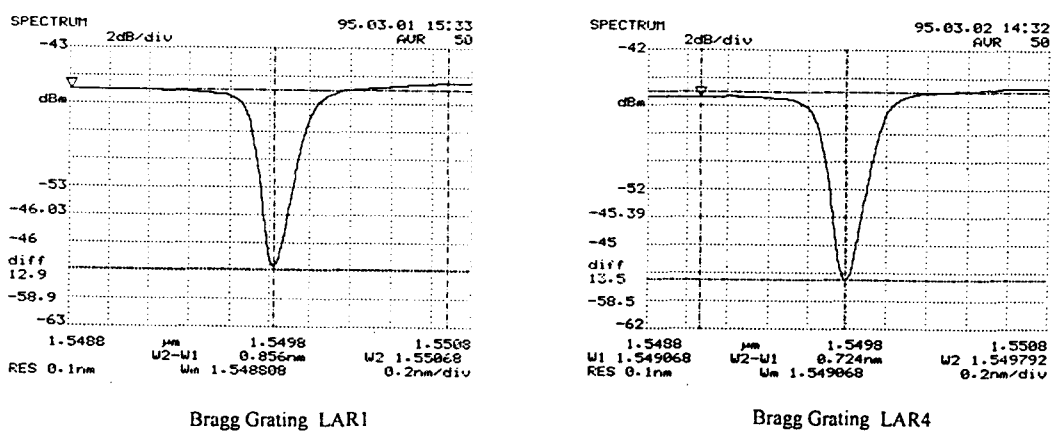
of gratings on the delay line does not modify the insertion losses, whatever the delay. Delays from less than 1 ns (a few cm spacing between gratings) to higher than 1  $\mu$ s (100 m spacing) can be obtained. It is to be noted that this component works only in a small wavelength range determined by the edge shift of the grating filter (0.3 nm in our case). Larger ranges could be reached at the price of lower switching times.

**References :**

[1] Gary A. BALL, W. H. GLENN and W.W. MOREY : "Programmable Fiber Optic Delay Line", IEEE Photonics Technology Letters, , Vol. 6, N° 6, june 1994, pp. 741-743.  
 [2] W.W. MOREY, G. MELTZ and W.H. GLENN : "Bragg-Grating Temperature and Strain Sensors", Optical Fiber Sensors, Proceedings of the 6th International Conference OFS'89, Springer Verlag 44, pp.526-531.  
 [3] S.P. FANG and H.F. TAYLOR : "High-performance single-mode fiber-optic switch", Optics Letters, Vol. 19, N° 16, August 1994, pp. 1204-1206.



**Fig. 1. Experimental Configuration**



**Fig. 2. Transmission spectra of the gratings**



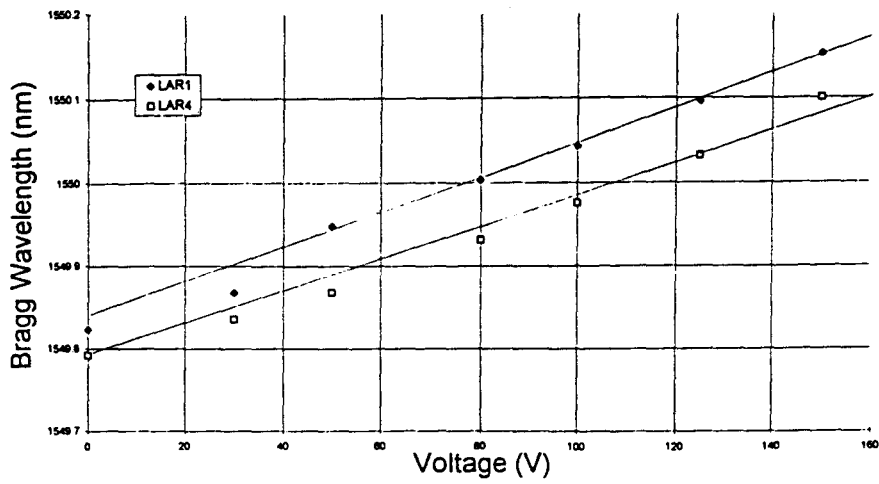


Fig. 3. Bragg Wavelength = f(V)

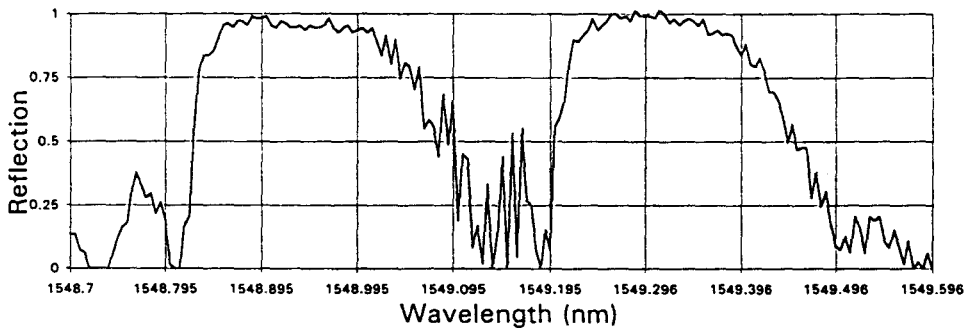


Fig. 4. Reflection spectrum  
(BG LAR1=150V / BG LAR4=0V)

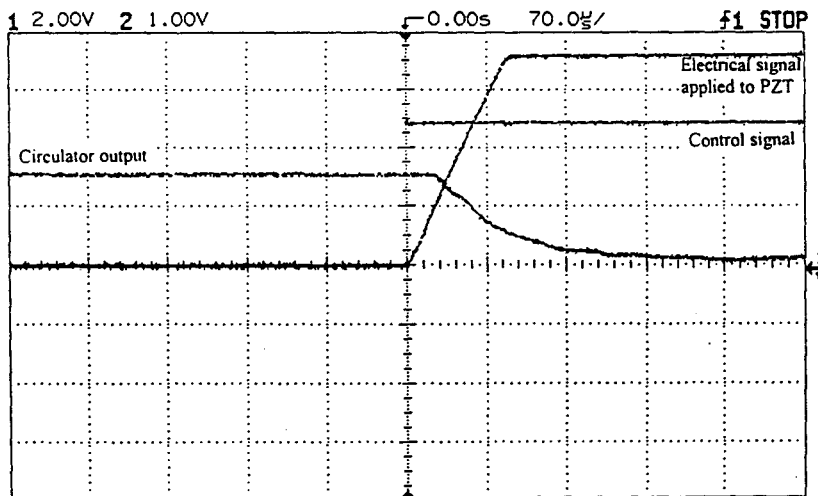


Fig. 5. Switching time of one grating

## **Article 2**

« Programmable fiber based wavelength demultiplexer »

**L. Quénel, L. Rivoallan, E. Delevaque, H. Poignant, M. Monerie and T. Georges**

**Optical Fiber Communication, OFC'96**

Technical Digest, Vol. 2, paper WF6, pg 120-121, San Jose, USA, 1996.



## PROGRAMMABLE WAVELENGTH DEMULTIPLEXER

L. QUETEL, L. RIVOALLAN, E. DELEVAQUE, M. MONERIE

France Télécom, CNET LAB/RIO/TSO, Technopole Anticipa, 22307 Lannion - France

Telephone : (33)96052828 - Fax : (33)96051307 - Email : monerie@lannion.cnet.fr

**Abstract :** The characteristics of a programmable wavelength demultiplexer using piezoelectrically controlled Bragg fibre gratings are described. A switching speed of 40  $\mu$ s has been measured in a 1  $\rightarrow$  2 device demultiplexing four wavelengths separated by 2 nm.

# PROGRAMMABLE FIBER GRATING BASED WAVELENGTH DEMULTIPLEXER

L. QUETEL, L. RIVOALLAN, E. DELEVAQUE, H. POIGNANT, M. MONERIE,  
T. GEORGES

France Télécom, CNET LAB/RIO/TSO, Technopole Anticipa, 22307 Lannion - France

Telephone : (33)96052828 - Fax : (33)96051307 - Email : monerie@lannion.cnet.fr

Introduction : Fiber Bragg gratings are now widely used for signal processing. The basic component is a grating reflecting energy at a given wavelength. Some applications require the use of tunable gratings. A simple mean is to apply a strain on the fiber. Piezoelectric actuators are well suited for this application. The use of piezo strips has already been reported to induce a differential phase shift between the two arms of a fiber Mach-Zehnder interferometer (ref. 1). We have recently reported on a tunable fiber optic delay line working at one wavelength where the delay was controlled by shifting the resonance wavelength of Bragg gratings by the means of PZT ring actuators (ref. 2).

The programmable demultiplexer : The experimental setup is displayed on figure 1. A circulator is used to send the incoming signals and extract the output signals from the demultiplexer. The four 15 mm long gratings of reflectivity  $\sim 95\%$  and bandwidth 0.2 nm at 1550, 1552, 1554 and 1556 nm have been photoinduced with a cw UV beam at 244 nm issued from an intracavity frequency doubled argon laser (FReD<sup>®</sup>, Coherent). The fiber is a standard telecom fiber which has been hydrogen loaded (100 atm) before UV irradiation (3 minutes with a fluence of 10 W/cm<sup>2</sup>). Each grating is then glued in the 0.3 x 0.3 mm groove of a 18 mm long piezostack acting as a linear fiber stretcher. When applying a voltage to the actuator, the Bragg resonance is shifted towards longer wavelengths. The peak wavelength shift with respect to the applied voltage is shown in figure 2 for the four gratings. The slope is 1.2 nm /

100 V. Note that the device operation necessitates a shift equal to a little more than the bandwidth, requiring for example about 25 V for 0.3 nm.

**Operating the demultiplexer :** Each grating can be individually controlled, depending on the required wavelength routing. Two records of the transmission spectra on output 1 are shown on figure 3 for two different situations. Bold line corresponds to gratings at rest. Dotted line has been obtained with 50 V applied on piezostacks 2 and 3 . In this case, channels at 1550 and 1556 nm are directed towards output 2, whereas channels at 1552 and 1554 nm are routed towards output 1. To measure the switching time of a grating, we have set the operating wavelength 0.3 nm away for the Bragg wavelength of the first grating and recorded the power transmitted at output 1 when applying 25 Volts. The experimental curve is displayed on figure 4 (control signal and output optical level). The switching time is limited by the electrical response of the amplifier and by the piezostack response. In the case shown on figure 4, one observes a delay of 40  $\mu$ s between the electric control signal and the beginning of switching, and a switching time (10 % - 90 %) of 30  $\mu$ s. The main source of insertion losses and polarisation dependence of this device is the circulator. Insertion losses are of course dependent on the output port, but with a three-port circulator they do not exceed 3 dB in the worst case (output 2).

**Conclusion :** In conclusion, we have demonstrated that piezoactuated gratings can be combined to build active demultiplexers or wavelengths routers. With minor modifications, this device can operate as a programmable add and drop multiplexer.

**References :**

- [1] S.P. FANG and H.F. TAYLOR : "High-performance single-mode fiber-optic switch", Optics Letters, Vol. 19, N° 16, August 1994, pp. 1204-1206.
- [2] L. QUETEL, J. LE MELLOT, H. POIGNANT, L. RIVOALLAN, E. DELEVAQUE, M. MONERIE : "Step-tunable fiber optic delay line", ECOC'95, Brussels, 18-20 september 1995, paper TuP09.

**Figure captions :**

Figure 1 : Experimental set-up. Each grating can be individually actuated to switch one wavelength from output 1 to output 2.

Figure 2 : Bragg wavelength shift w.r.t. voltage applied to the piezostack.

Figure 3 : Transmission spectrum of the set of four grating at rest (bold line) and with 25 V applied to actuators 2 and 3 (dotted line).

Figure 4 : Dynamics of channel switching (control signal and optical signal on output 2).

Horizontal scale 20  $\mu\text{s}/\text{div}$ .

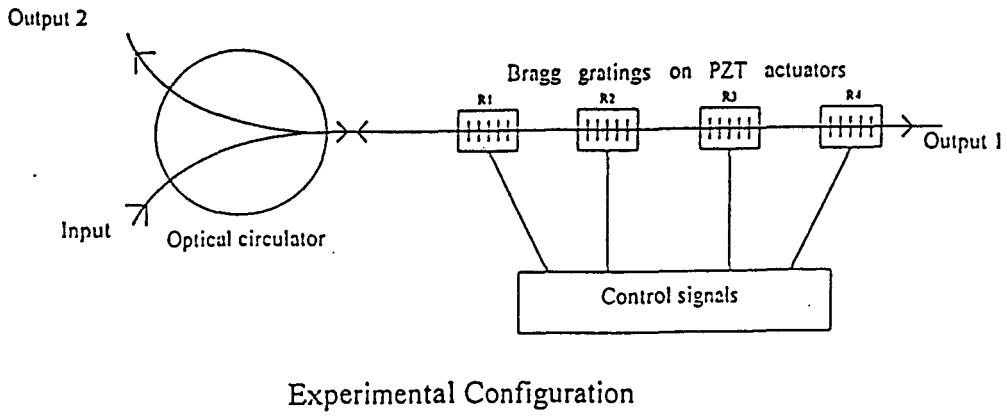


Figure 1 : Experimental set-up. Each grating can be individually actuated to switch one wavelength from output 1 to output 2.

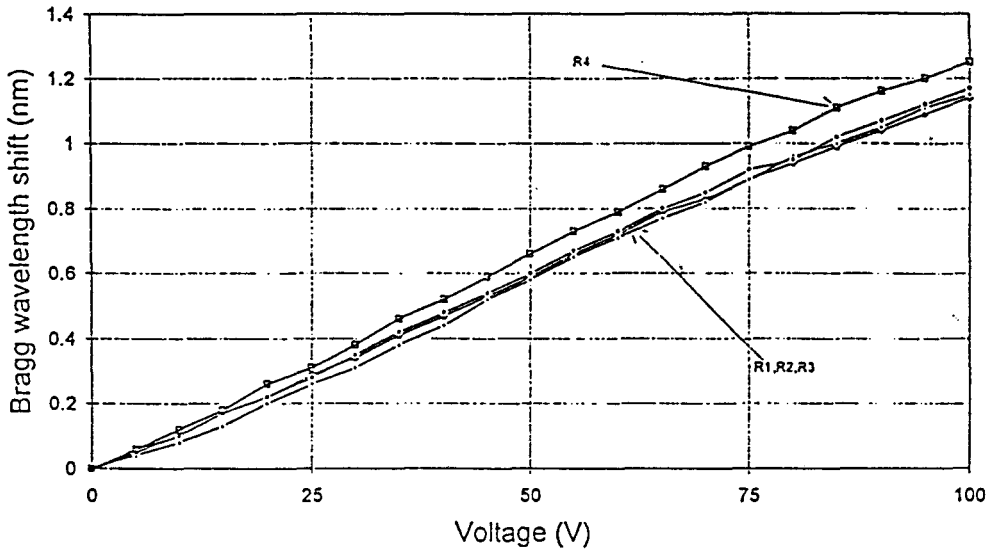


Figure 2 : Bragg wavelength shift w.r.t. voltage applied to the piezostack.



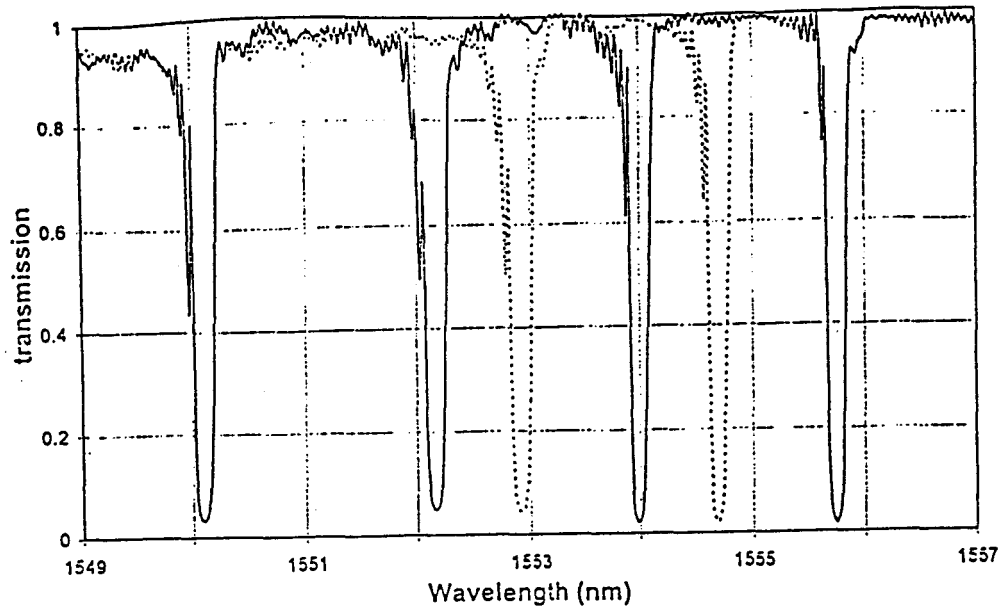


Figure 3 : Transmission spectrum of the set of four grating at rest (bold line) and with 25 V applied to actuators # 2 and 3 (dotted line).

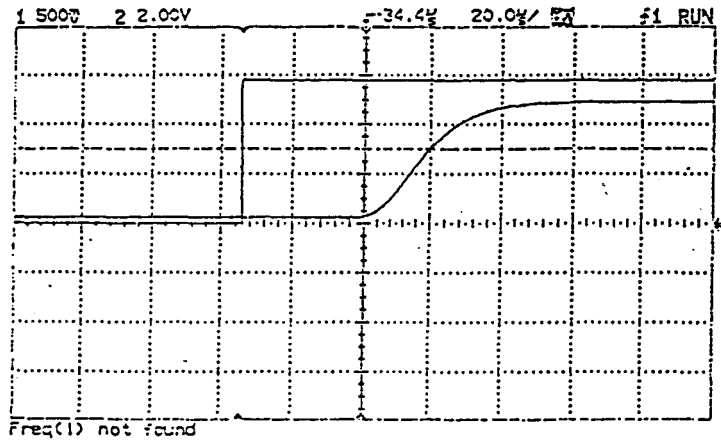


Figure 4 : Dynamics of channel switching (control signal and optical signal on output # 2). Horizontal scale 20  $\mu$ s/div.

## **Article 3**

« Chromatic dispersion compensation by apodised Bragg gratings  
within controlled tapered fibres »

L. Quétel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J.Y. Guilloux, J.F. Bayon

**Optical Fiber Technology.**

(accepté le 03 juin 1997)



# Chromatic Dispersion Compensation by Apodised Bragg Gratings within Controlled Tapered Fibers

L. Quétel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J. Y. Guilloux, and J. F. Bayon

*France Télécom, CNET Lannion/DTD/TSO, 2 Avenue P. Marzin Technopole Anticipa, 22300 Lannion, France*

Received February 7, 1997; revised May 5, 1997

We propose a new technique for producing UV-induced chirped fiber Bragg gratings for dispersion compensation by using a standard unchirped phase mask. The realization of apodised chirped Bragg gratings with a controlled bandwidth and a linear time delay characteristic is reported. These devices have been used to compensate for dispersion in a 150-km-long link (non-dispersion-shifted fiber) operating at a 10 Gbit/s transmission rate in the 1.55- $\mu\text{m}$  band. © 1997 Academic Press

with an etched taper [6, 7]. The fiber/phase mask-scanning technique [8] has enhanced gratings production flexibility. In this paper, we present a detailed investigation of an easy control of the Bragg grating compensator bandwidth by fabricating tapered fibers which follow a prescribed tapering profile. Furthermore, the chirp obtained is continuous, contrary to the one obtained with a step-chirped phase mask [9]. These chirped gratings are tested in a 10 Gbit/s transmission system.

## INTRODUCTION

Data transmission in optical fibers is generally limited by power loss and pulse distortion. The availability of erbium-doped amplifiers (EDFAs) for systems operating in the third optical window (around 1.55  $\mu\text{m}$ ) has removed the loss limitation. In long-distance optical communication systems, fiber group velocity dispersion (about 17 ps/nm·km for standard fibers) degrades system performance by limiting either the maximum bit rate or the distance length (less than 60 km for standard NRZ format at 10 Gbit/s). An alternative to the dispersion compensating fibers is the chirped fiber gratings which are of particular interest since they are compact, low-loss, and polarization insensitive and do not induce nonlinear effects. As dispersion is roughly proportional to the grating length, relatively long grating fabrication is needed. The technique allowing long length grating inscription is the phase mask beam scanning method.

Many techniques have been used to make chirped gratings. For example a chirp can be induced during the photoimprinting process by using one or several chirped phase masks [1]. This technique requires the phase mask change to modify the chirp. Chirp can also be induced after the inscription of a constant pitch grating by creating a temperature gradient along the grating [2], by using piezoelectric stacks [3], or by bonding the Bragg grating on an active mechanical support structure [4]. These methods allow a chirp control but the devices are not fully passive. Furthermore, the chirp can be due to the fiber characteristics, for example with a tapered fiber [5] or

## TAPER FABRICATION

The tapers are up to 9.5 cm long (Fig. 1). They are made by translating the fiber into a CO<sub>2</sub> laser beam [10]. The fiber is clamped on two translation tables moving at different speeds. The slope is controlled during the tapering process by modifying the differential speed and can be predetermined with an absolute accuracy better than  $10^{-5}$ . This method allows fabrication of various slope profiles (for example quadratic) to obtain various dispersion curves in order to be used for compensation of higher-order dispersion. Along a linearly tapered piece of fiber, the evolution of the effective index of the propagated mode is nonlinear. Also, the photosensitivity of the fiber decreases with the diameter evolution, introducing local chirp along the grating during the writing process. Taking into account these effects, we achieve an adapted taper profile providing a linear chirp along the grating. Three kinds of tapers have been fabricated:

→ Two 8-cm-long tapers with two different slopes, the outer diameters varying from 125 to 80 and 100  $\mu\text{m}$ , respectively.

→ One 9.5-cm-long taper, the diameter varying from 125 to 100  $\mu\text{m}$ .

## GRATING FABRICATION

The compensators are written with 5-cm-long standard phase masks, and a UV beam involving a CW SHG-Argon

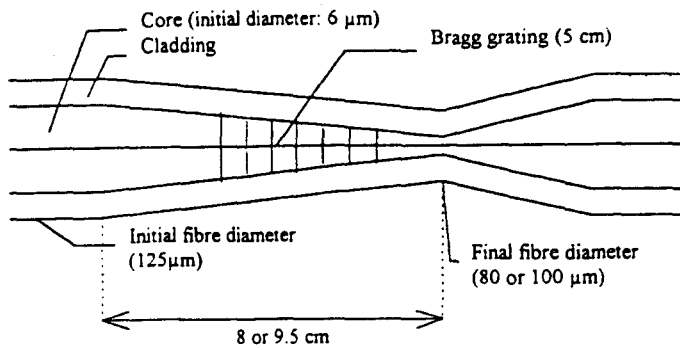


FIG. 1. Schematic representation of a tapered fiber-based Bragg grating dispersion compensator.

laser (Sabre FReD from Coherent), delivering up to 500 mW at 244 nm. In order to reduce the ripple within the spectral and temporal responses within the filter bandwidth, an apodisation is performed by an intensity masking technique. The cladding area close to the fiber core has been doped with germanium oxide in order to extend the fiber photosensitive part which leads to reduced cladding mode coupling losses [11] and can be concatenated for applications in multiplexed systems. The fiber has been hydrogen loaded (50 atm at room temperature) prior to UV irradiation. Five-cm-long constant pitch Bragg gratings have been photoimprinted in the two fiber taper types with a conventional beam scanning technique.

A 9-cm-long grating was photoimprinted on the 9.5-cm-long taper using only one 5-cm-long phase mask. The taper and the mask have been scanned together with an unfocused UV beam spot of 0.5 mm. After the first grating was written, the taper was moved by exactly 45 mm (within  $\pm 10 \mu\text{m}$  due to the position measurement accuracy) and the second grating was written with the same phase mask. Modeling has shown that for the chirp range we are aiming at, a gap between the two phase matched gratings below a few tens of micrometers should not induce deleterious deviations from linearity in the delay curves. UV trimming can be achieved to obtain a phase match between the two gratings [12]. Furthermore, measurements of index modulation along gratings have been performed [13] to optimize the gap between the two gratings. A 12-dB reflection grating was realized.

#### CHARACTERIZATION

Typical reflection spectra of the two types of 5-cm-long gratings are plotted in Fig. 2. A circulator is used to send the incoming signal and extract the output signal from the compensators.

The grating photoinduced on the taper with outer diameter varying from 125 to 80  $\mu\text{m}$  is plotted with a thick line (fiber 1) and the second grating photoinduced on the

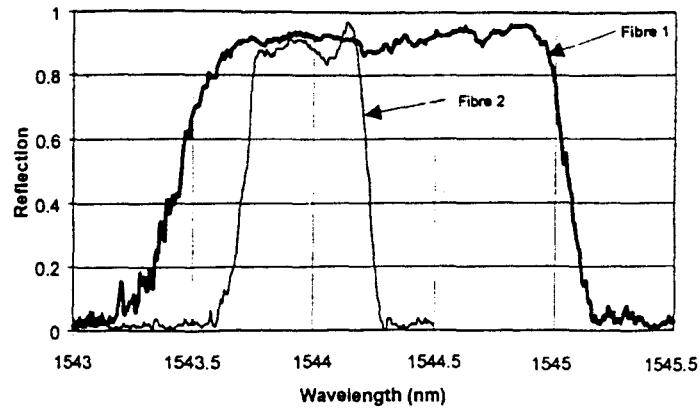


FIG. 2. Reflection spectrum of the 5-cm-long grating compensators written in fiber 1 (125/80  $\mu\text{m}$ , thick line) and fiber 2 (125/100  $\mu\text{m}$ , thin line).

taper with outer diameter varying from 125 to 100  $\mu\text{m}$  is plotted with a thin line (fiber 2). The measured reflectivities (for the two compensators) are about 90%. Three-dB reflection bandwidths of 1.5 and 0.5 nm are observed. The two reflection spectra are characterized by very low variations in the spectral bandwidths. The reflection of the 9-cm-long grating with a bandwidth of  $\sim 0.8 \text{ nm}$  is presented in Fig. 3.

Figure 4 shows the dispersion characteristics of the two 5-cm-long compensators. Both gratings were measured by means of a tunable source sinusoidally modulated at 500 MHz with an integrated Mach-Zehnder interferometer and a vector voltmeter. The total dispersion of the two gratings is 400 ps.

The dispersion of an ideal grating is given by the relation  $D(ps/nm) = (2nL/c)(1/\Delta\lambda)$ , where  $n$  is the effective index of the propagating mode,  $L$  is the length of the grating,  $c$  is the vacuum light celerity, and  $\Delta\lambda$  is the bandwidth. Compensations are then 270 ps/nm over a 1.5-nm bandwidth for the first grating (fiber 1) and 800 ps/nm over a 0.5-nm bandwidth for the second grating (fiber 2). Linear time delays against wavelength are observed within the useful wavelength range. In the first case (fiber 1) the mean square delay ripple is less than 20 ps and in the second case (fiber 2) it is less than 10 ps.

Figure 5 shows the delay measurement of the 9-cm-long compensator. The average delay is 930 ps/nm. The delay characteristic is quite linear over the bandwidth (due to the apodisation). The delay curves were found to be polarization insensitive within the measurement accuracy.

The main advantage of this technique is the possibility to modify the filter bandwidth (and thus the dispersion) conveniently and without a phase mask change requirement by only changing the taper slope. The total loss of both the circulator and the grating does not exceed 3 dB and is mainly due to the circulator (which is expected to be reduced to about 1 dB). The polarization-dependent

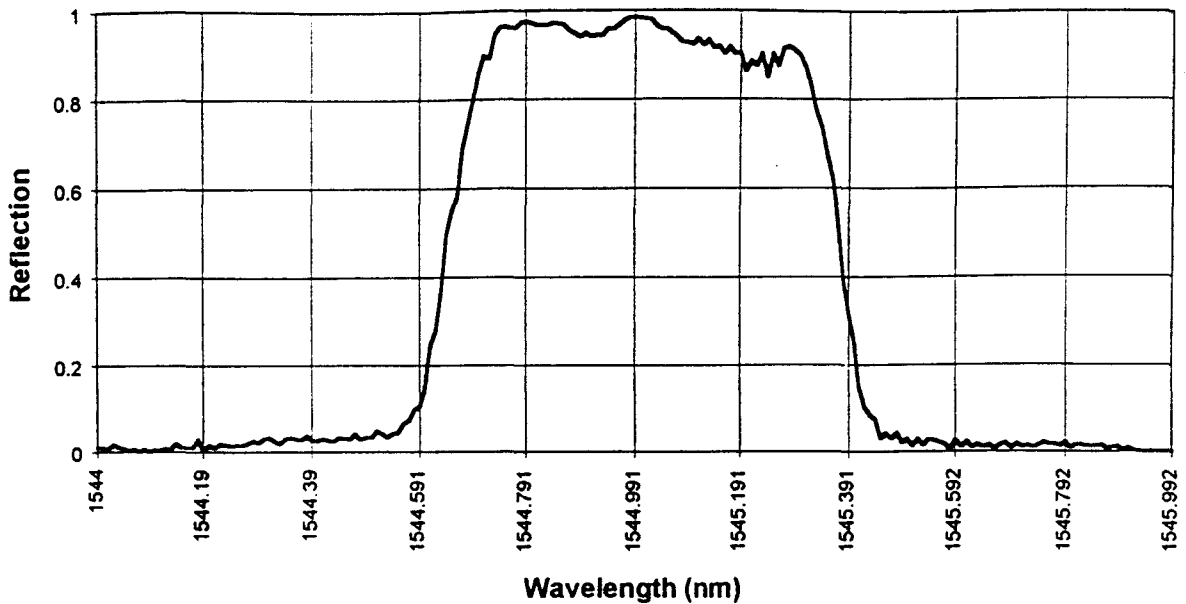


FIG. 3. Reflection spectrum of a 9-cm-long grating compensator.

loss was measured to be less than 0.2 dB (mainly induced by the circulator).

These compensators have been characterized in a transmission experiment. The measurements involved the second 5-cm-long grating (fiber 2) with Bragg wavelength centered at 1544 nm. The grating has been stretched for

wavelength tuning in order to decrease its bandwidth from 0.5 to 0.35 nm and its dispersion became 1100 ps/nm over a 0.35-nm bandwidth. The test was performed by using a commercial continuously tunable laser (TUNICS from Photonics), externally modulated by a lithium niobate Mach-Zehnder interferometer with a chirp parameter

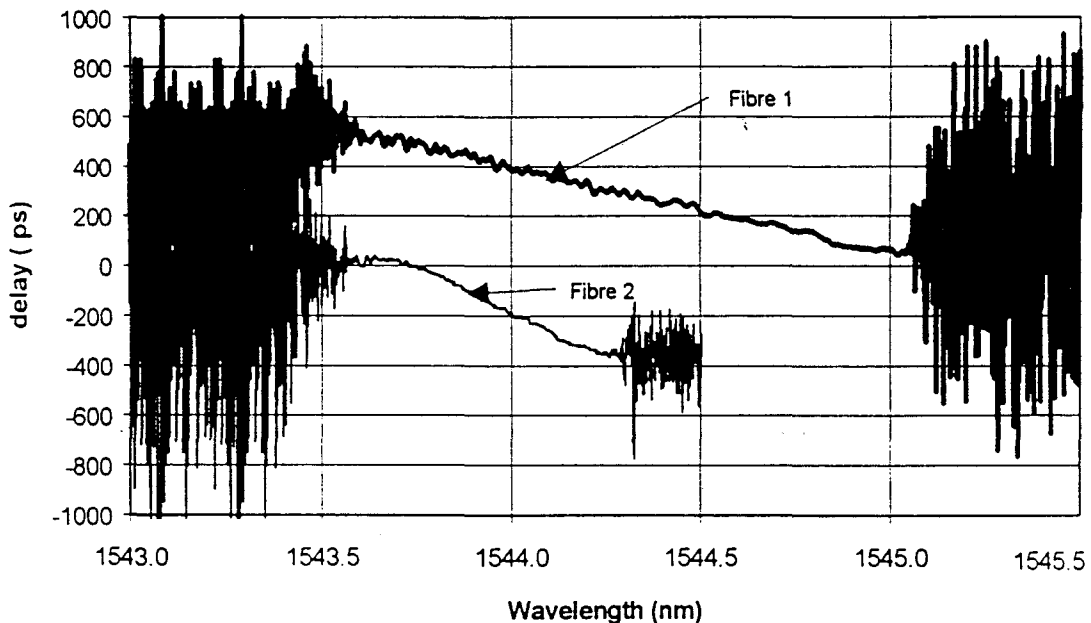


FIG. 4. Time delay as a function of the wavelengths measured for the compensators written within fiber 1 (125/80  $\mu\text{m}$ , thick line) and fiber 2 (125/100  $\mu\text{m}$ , thin line).

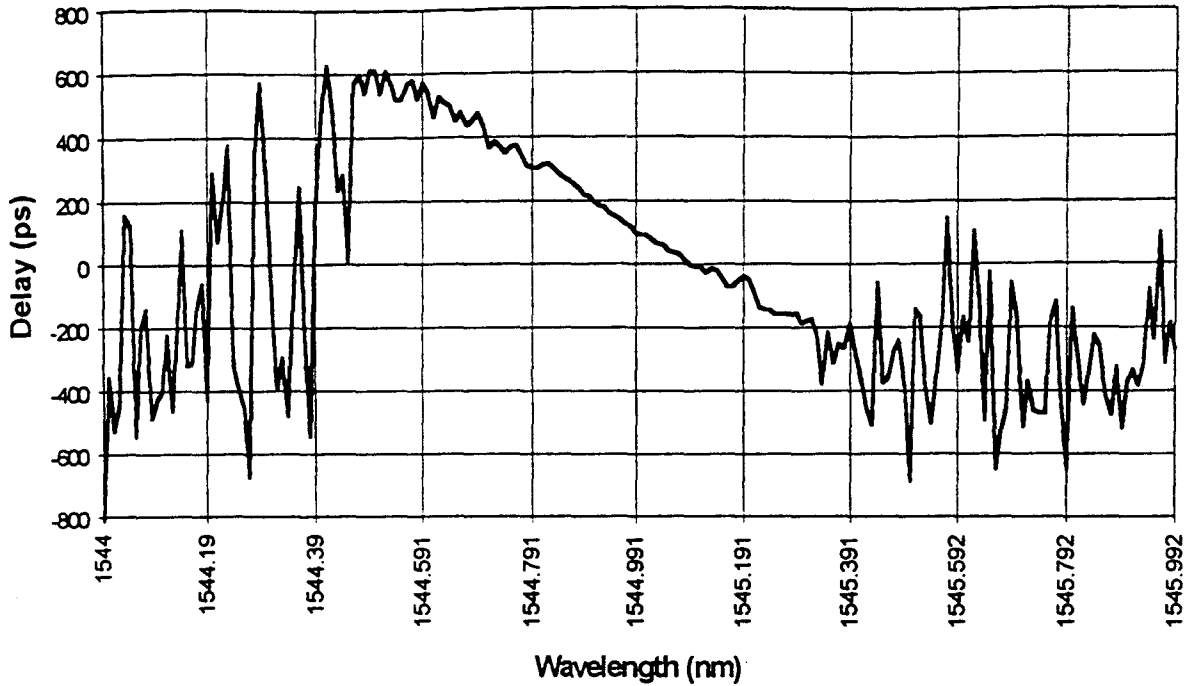


FIG. 5. Time delay as a function of the wavelengths measured for a 9-cm-long compensator written within a 125/100  $\mu\text{m}$  taper.

equal to  $-0.7$  (prechirping), a 100-km-long fiber section, a set of 10 spools of 10-km standard fiber, and a 10 Gbit/s receiver. Pulse width measurements versus the propagation distance have been carried out for a bit rate of 10 Gbit/s, with and without the compensator placed after the spools of fiber, in order to find approximately the distance compensated for by the device. The pulses first experience a compression due to the initial chirp, with a minimum pulse width at 45 km without the grating and at 110 km with the grating. The difference between the two minima is about 65 km. Thus, this experiment indicates a compensation capability for 65 km. Bit error

rate (BER) measurement displayed in Fig. 6 shows that the maximum transmission distance is 150 km, with no penalty compared with the back-to-back configuration.

The useful bandwidth has been evaluated experimentally by transmitting the precompensated 10 Gbit/s signal over 100 km. Bit error rate measurements have been carried out at different wavelength dependence of the compensation within the grating bandwidth. The penalty versus the back-to-back configuration is then calculated and is shown in Fig. 7. The bandwidth is about 0.15 nm and the loss penalty within the bandwidth is constant.

## CONCLUSION

Gratings with a controlled chirp for chromatic dispersion compensation have been designed and fabricated.

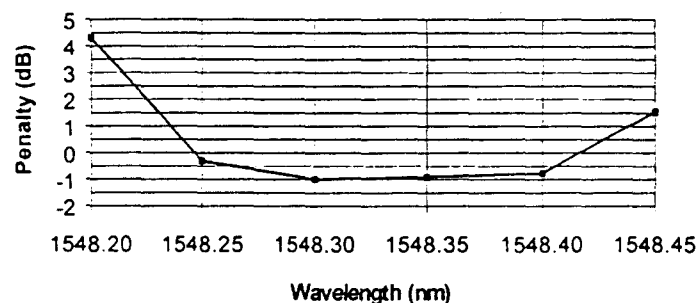


FIG. 7. Penalty vs wavelength for a transmission system over 100 km with precompensation compared to the back-to-back configuration.

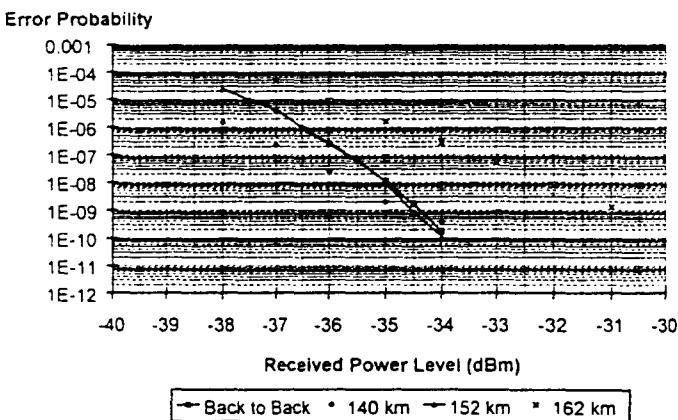


FIG. 6. Bit error rate curves for various distances using the chromatic dispersion compensator.

This method allows one to use only one standard phase mask for different chirp values. Furthermore various taper profiles are achievable, which is useful for higher-order dispersion compensation. The time delay characteristic of the fabricated gratings is quite linear due to an optimized apodisation. Therefore, the residual ripple has been reduced to less than 10 ps (standard deviation) for a total dispersion of more than 1000 ps/nm. These experiments show that these gratings can be included in WDM systems at high bit rates without loss penalty and allow transmission at 100 Gbit/s on 150 km standard fibers.

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was partially carried out within the OPEN contract of EEC/ACTS AC 066 program.

#### REFERENCES

1. R. Kashyap, A. D. Ellis, D. J. Malyon, J. P. Hueting, H. G. Froelich, A. Swanton, and D. J. Armes, "Four wavelength dispersion over 125 km of single mode optical fibre at 10 Gbit/s using multiple in-line step-chirped gratings," in *ECOC'96*, Oslo, pp. 1.87-1.90, MoB.3, 1996.
2. J. Lauzon, S. Thibault, J. Martin, and F. Ouellette, "Implementation and characterization of fibre Bragg gratings linearly chirped by a temperature gradient," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 23, 2027 (1994).
3. M. M. Ohn, A. T. Alavie, R. Maaskant, M. G. Xu, F. Bilodeau, and K. O. Hill, "Dispersion variable fiber Bragg grating using a piezoelectric stack," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 21, 2000 (1996).
4. K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, S. Thériault, D. C. Johnson, and J. Albert, "Variable-spectral-response optical waveguide Bragg grating filters for optical signal processing," *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 12, 1438 (1995).
5. K. C. Byron, K. Sugden, T. Bricheno, and Bennion, "Fabrication of chirped Bragg gratings in photosensitive fibre," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 18, 1659 (1993).
6. M. A. Putnam, G. M. Williams, and E. J. Friebele, "Fabrication of tapered, stain-gradient chirped fibre Bragg grating," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 4, 309 (1995).
7. S. Okude, T. Sakai, A. Wada, and R. Yamauchi, "Novel chirped fiber gratings utilizing a thermally diffused taper-core fiber," in *OFC'96* (Technical Digest), vol. 2, pp. 88-89, Tu07, 1996.
8. M. J. Cole *et al.*, "Moving fibre/phase mask scanning technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 17, 1488 (1995).
9. R. Kashyap, "Design of step-chirped fibre Bragg gratings," *Opt. Commun.*, vol. 136, 461 (1997).
10. L. Rivoallan and C. Vassallo, "High performance wavelength filters with tapered fibres," in *ECOC'93*, vol. 2, pp. 21-23, 1993.
11. E. Delevaque, S. Boj, J. F. Bayon, H. Poignant, J. Lemellot, and M. Monerie, "Optical fibre design for strong gratings photoimprinting with radiation mode suppression," in *OFC'95*, postdeadline paper PD5, 1995.
12. R. Kashyap, H. G. Froehlich, A. Swanton, and D. J. Armes, "Super-step-chirped fibre Bragg gratings," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 15, 1394 (1996).
13. P. A. Krug, R. Stole, and R. Ulrich, "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating," *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 17, 1767 (1995).

