



HAL
open science

Caractérisation des profils d'indice de réseaux de Bragg innovants en module et phase

Sergei Tsyier

► **To cite this version:**

Sergei Tsyier. Caractérisation des profils d'indice de réseaux de Bragg innovants en module et phase. Optique / photonique. Télécom ParisTech, 2013. Français. NNT : 2013ENST0022 . tel-01228773

HAL Id: tel-01228773

<https://pastel.hal.science/tel-01228773>

Submitted on 13 Nov 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



EDITE ED 130

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Télécom ParisTech

Spécialité « Communications électroniques »

présentée et soutenue publiquement par

Sergei Tsyier

le 18 avril 2013

Caractérisation des profils d'indice de réseaux de Bragg innovants en module et phase

Directeur de thèse : **Yves JAOUËN**
Co-encadrement de la thèse : **Renaud GABET**

Jury

M. Youcef OUERDANE , Professeur, Université Jean Monnet	Rapporteur
M. Thierry CHARTIER , Maître de Conférences, ENSSAT/Université de Rennes 1	Rapporteur
M. Marc DOUAY , Professeur, Université des Sciences et Technologies de Lille	Examinateur
M. Yann FRIGNAC , Maître de Conférences, Télécom SudParis	Examinateur
M. Yves JAOUËN , Professeur, Telecom ParisTech	Co-Directeur de thèse
M. Renaud GABET , Maître de Conférences, Telecom ParisTech	Co-Directeur de thèse
M. Jean-René BURIE , Directeur scientifique, Société 3S Photonics	Invité

T
H
È
S
E

Amplitude and Phase Index Profile Characterization of Innovative Fiber Bragg Gratings

Abstract:

In the last decade new techniques were developed for fabrication of sophisticated Fiber Bragg Gratings (FBGs). This has been motivated by the emergence of many applications such as dispersion compensation for long-haul communication systems, DFB fiber lasers, optical add/drop multiplexers, and optical sensors. Therefore, the improvement of photo-inscription setup for complex FBG profiles and especially of their characterization methods is crucial. Post-fabrication diagnostics should provide relevant information to enhance the FBG fabrication process.

It is well known that the FBG spectral properties are related to the index profile Δn . Direct measurement techniques, such as the side diffraction method reported by P. Krug or UV-induced blue luminescence characterization, allow determining the index modulation amplitude along the FBG. Nevertheless, these techniques provide no information about phase fluctuations. Moreover, the Krug technique is insensitive to the mean index change Δn_{dc} . An alternative method of indirect characterization, based on the Layer-Peeling (LP) algorithm, consists in Bragg grating profile reconstruction from its complex reflectivity. The complex reflectivity of an FBG can be obtained using the Optical Low Coherence Reflectometry (OLCR) or the phase-sensitive Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR). However, the LP method is unstable when applied to characterize long FBGs (>1mm) due to the error propagation effect. Moreover, grating properties are deduced from the LP synthesized complex coupling coefficient with no possibility of separating the phase $\theta(z)$ and the $\Delta n_{dc}(z)$ contributions. Thus, at present, no method can do full post-fabrication characterization of the FBG complex index profile.

In this thesis we have shown the principle of a novel technique for the direct measurement of amplitude and phase variations of the index modulation along an FBG based on the blue luminescence (BL). Our experimental results are in a good agreement with the according Krug characterization. The proposed method of FBG characterization in amplitude and phase using the UV induced BL can be applied to long gratings (up to tens of centimeters) having complex index modulation profiles. It allows retrieving simultaneously the index profile modulation $\Delta n_{ac}(z)$ and the chirp function, localizing phase shifts with spatial resolution as low as $\sim 200\mu\text{m}$ and index fluctuations as weak as 8×10^{-5} , and also detecting the mean index change $\Delta n_{dc}(z)$. Moreover, the BL technique is relatively simple to implement as the photo-inscription setup can be used to probe the grating while the LB signal is measured by means of a photo-detector. Consequently, the BL method can be used in situ for a post-fabrication characterization.

Keywords: Fiber Bragg gratings, Index Measurements



Remerciements

J'exprime, tout d'abord, ma profonde et sincère gratitude à mes encadrants de thèse Yves Jaouën et Renaud Gabet pour le temps investi, leur enthousiasme et leurs idées qui ont rendu mon doctorat des plus productifs ainsi que leurs judicieuses remarques sur la rédaction du manuscrit.

Je n'oublie pas les membres du laboratoire R&D de 3SPhotonics dont la contribution scientifique fut immense. Je suis particulièrement reconnaissant à Philippe Yvernault et Audrey Millaud ; nous avons travaillé ensemble sur les expériences de fabrication des réseaux de Bragg et j'ai beaucoup apprécié leur professionnalisme et leurs compétences. Mes remerciements aux autres membres du groupe que j'ai eu le plaisir de côtoyer, Thierry Lopez, Xavier Bonnet ainsi que les doctorants et ingénieurs-chercheurs qui sont passés par le laboratoire.

En ce qui concerne ma recherche sur la luminescence bleue, je remercie le Pr Marc Douai de l'université de Lille 1 pour ses conseils sur l'acquisition du signal et la configuration du banc d'analyse. L'étude de la luminescence bleue abordée dans cette thèse n'aurait pas été complète sans la caractérisation des réseaux de Bragg avec la méthode de Krug effectuée par le Pr Douai et le Dr Ihsan Fsaifes. Cette collaboration était très productive et m'a donné une exceptionnelle expérience de travail dans la conception et la réalisation des réseaux de Bragg.

Pour le manuscrit de cette thèse, je tiens à remercier le Pr Youcef Ouerdane (Université Jean Monnet), le Dr Thierry Chartier (ENSSAT Lannion), le Dr Yann Frignac (Télécom Sud Paris), le Dr Jean René Burie (3SPhotonics) et le Pr Marc Douai pour leur temps, leur intérêt et leurs commentaires utiles.

Une pensée particulière pour Zouina Sahnoune, adjointe administrative de Télécom ParisTech, dont la disponibilité exemplaire s'avéra une aide précieuse.

Je garde d'excellents souvenirs de Télécom ParisTech, en grande partie grâce aux nombreux amis qui sont devenus une partie de ma vie.

Ce travail a été possible grâce au projet FUI8 CHRONOS soutenu par le pôle System@tic du Conseil Général d'Essonne et DGCS.

Enfin, je tiens à remercier ma famille pour leur amour et l'encouragement.

Table de matières

Introduction	1
Chapitre I. Réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres : principes et applications	7
1.1. Nouvelles utilisations des réseaux de Bragg.....	7
1.1.1. Compensation de la dispersion chromatique sur la bande C	7
1.1.2. Autres applications.....	12
1.2. Photosensibilité dans les fibres	18
1.2.1. Mécanismes de changement d'indice	19
1.2.2. Dopage au germanium.....	23
1.2.3. Hydrogénation des fibres.....	24
1.3. FBGs : principe et réalisation	26
1.3.1. Paramètres des réseaux de Bragg.....	26
1.3.2. Synthèse des réseaux de Bragg.....	27
1.3.3. Exemples de structures de FBG (apodisé, chirpé, avec sauts de phase)	30
1.3.4. Techniques d'inscription : masque de phase et interférométrie	33
Conclusion.....	36
Chapitre II. Réalisation des réseaux FBG de type CDC et les méthodes de caractérisation	39
2.1. Réalisation des FBGs de type CDC	39
2.1.1. Description du banc d'inscription	40
2.1.2. Apodisation par brouillage de franges.....	42
2.1.3. Ajustement du pas de réseau (chirp).....	48
2.2. Caractérisation de réseaux de Bragg	50
2.2.1. Analyse spectrale	52
2.2.2. Analyse spatiale.....	61
2.2.3. Limites des méthodes de caractérisation, nouveaux besoins	68
Conclusion.....	70

Chapitre III. Nouvelle approche pour la mesure du profil spatial : caractérisation par luminescence bleue	73
3.1. Luminescence bleue dans les fibres optiques germano-silicates.....	74
3.1.1. Phénomène de la luminescence photo-induite.....	74
3.1.2. Application de la luminescence bleue à la caractérisation des réseaux de Bragg.....	76
3.2. Caractérisation des FBGs en module et phase par la luminescence bleue	79
3.2.1. Principe de la méthode	79
3.2.2. Propriétés du banc de mesure	82
3.2.3. Exemple de caractérisation d'un réseau CDC	83
3.3. Principales caractéristiques et limitations de la méthode de LB.....	85
3.3.1. Évolution de la luminescence bleue dans le temps	85
3.3.2. Sensibilité	89
3.3.3. Reproductibilité.....	90
3.3.4. Limites de la mesure LB.....	90
3.4. Phénomène d'atténuation de la LB le long d'une fibre.....	92
3.4.1. Mesure de l'atténuation dans une fibre sans réseau	92
3.4.2. Mesure de l'atténuation dans une fibre avec réseau	96
3.5. Résolution spatiale et linéarité de mesures	100
3.5.1. Résultats de caractérisation d'un réseau à profil en sinus cardinal	100
3.5.2. Linéarité de mesures.....	101
3.6. Evolution du banc : mesures de LB transverses	102
Conclusion.....	104
Conclusion générale.....	107
Bibliographie.....	110
Annexe A. Equation des modes couplés	115
Annexe B. Matrice de transfert pour les modes couplés.....	123
Annexe C. Algorithme de Layer Peeling	130

Introduction

L'objectif de cette thèse est de mettre au point de nouvelles techniques de caractérisation de réseaux de Bragg innovants (FBG – Fiber Bragg Grating). Il s'agit de réseaux de grande longueur et de structure complexe. Ce sont des composants photoniques passifs qui trouvent les applications dans divers domaines tels que la transmission optique à très haut débit, l'encodage optique ou les capteurs de contraintes et de température. Les filtres à base de réseaux de Bragg permettent d'augmenter le nombre de canaux optiques dans les systèmes de transmission sous-marins par compensation de la dispersion résiduelle (CDC, Chromatic Dispersion Compensation), c'est-à-dire la pente de la dispersion chromatique. La société Proximion a développé des FBG-compensateurs qui atteignent des longueurs de 10 mètres effectuant la compensation de la dispersion sur l'ensemble de la bande C (pour Conventional) optique (1529-1561 nm). En outre, la conception des FBGs super-structurés avec le contrôle de phase permet de réaliser des encodeurs et décodeurs pour le format CDMA optique. Enfin, les FBGs à période variable sont utilisés pour augmenter la sensibilité de mesure de la contrainte mécanique ou de variation de température.

Ce travail de thèse a été effectué dans le cadre d'un projet FUI (Fonds Unique Interministériel) : CHRONOS, CHROMatic dispersiON compenSation. Les entités qui ont participé à ce projet sont les suivantes :

- Alcatel Submarine Networks (ASN) : définition des spécifications des réseaux de Bragg CDC et modélisation du système sous-marin ;
- Laboratoire de la Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) de l'Université de Lille : étude de l'influence des conditions expérimentales sur la performance des composants et amélioration de la méthode d'inscription ;
- Egide : développement d'un boîtier hermétique avec passage de fibre ;
- 3SPhotonics : réalisation des réseaux de Bragg ; développement des outils de dénudage et de déverminage ; modélisation et réalisation de supports athermiques des réseaux ;
- Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay (ICMMO) : étude et modélisation des mécanismes de photosensibilité des fibres optiques et de vieillissement des réseaux de Bragg ;
- Télécom ParisTech : mise en place de techniques de caractérisation des réseaux de Bragg.

La compensation de la dispersion dans un système de transmission sur fibre optique est réalisée à partir de deux modules, un à l'émission appelé pré-compensation, l'autre à la réception appelé post-compensation. L'intérêt des équipementiers est d'avoir des composants qui compensent le maximum de dispersion sur une bande passante la plus large possible, afin de simplifier la conception et de réduire les coûts des réseaux télécoms. Les réseaux de Bragg à pas variable réalisent donc la fonction de compensation.

Certains verrous technologiques existent dans le procédé de fabrication des FBGs CDC liés principalement à leur longueur. Les erreurs de phase des franges d'interférence du faisceau d'inscription et la vibration du support de la fibre créent des imperfections lors de la fabrication. Cela modifie le spectre de réflexion complexe et peut rendre le réseau incompatible avec les normes envisagées dans le cahier des charges. Une caractérisation approfondie permettrait de révéler les points faibles du processus de fabrication, afin d'en corriger les défauts.

Le but initial du projet de thèse était de développer et d'appliquer la technique OLCR (Réflectométrie Optique de Faible Cohérence) à la caractérisation de ces FBGs. Le banc de mesure OLCR en service dans le laboratoire du groupe optique du département COMELEC de Telecom ParisTech a la capacité de caractériser des composants photoniques de quelques dizaines μm à 100cm. Il est possible ensuite d'extraire l'information sur l'amplitude et la phase du signal réfléchi ou transmis, avec une résolution spatiale de $20\mu\text{m}$.

En outre, dans le cadre de cette thèse, nous avons implémenté un code de calcul fondé sur la méthode itérative de reconstruction de coefficient de couplage en connaissant le spectre complexe du FBG sous test. Le spectre complexe est calculé à partir de la réponse impulsionnelle obtenue avec l'OLCR. Le profil d'indice et la phase du réseau sous test sont ainsi reconstitués à l'aide de l'algorithme discret de 'Layer Peeling'. La résolution des mesures de l'OLCR permet également de détecter les sauts de phase localisés dans le réseau et éventuellement de les supprimer après l'inscription du FBG. De cette façon, nous avons prévu d'utiliser le 'Layer Peeling' avec l'OLCR en tant qu'outil de synthèse des FBGs pour le contrôle de fabrication.

Néanmoins, il s'avère que cette technique a rapidement montré ses limites et s'est révélée inapplicable pour caractériser des réseaux longs. En effet, étant une méthode itérative, cette technique engendre une accumulation du bruit de mesure le long du réseau sous test au fur et à mesure de l'avancement dans le réseau. En conséquence, le bruit n'est pas réparti de façon homogène suivant la position dans le réseau et il devient impossible de caractériser des réseaux qui dépassent quelques millimètres à cause de la propagation des erreurs de calcul. En outre, plus le spectre de la source est large, plus l'accumulation du bruit est importante. Inversement, une fenêtre étroite du spectre mène à une baisse de la résolution spatiale de caractérisation.

Une méthode alternative développée par Krug permet de caractériser des FBGs de grande longueur (plus de 1mm). Le principe de cette méthode est de balayer transversalement un réseau de Bragg avec un faisceau focalisé provenant d'une source laser HeNe et de mesurer l'intensité du faisceau diffracté. Cette intensité dépend de l'amplitude de modulation d'indice du FBG. C'est une méthode directe permettant de caractériser des réseaux sans limitation de longueur avec une résolution de $\sim 10\mu\text{m}$ (taille du faisceau focalisé). En revanche, cette méthode n'est pas sensible à la phase ni à l'indice moyen du réseau photo-inscrit.

En partenariat avec 3SPhotonics, nous avons développé une nouvelle méthode de caractérisation post-inscription de FBGs en module et en phase, fondée sur l'étude de la fluorescence induite par l'irradiation de la fibre par des franges d'interférence dans l'UV. Une partie de cette luminescence bleue, dont le spectre atteint son maximum à la longueur d'onde de 400nm, se propage dans le cœur de la fibre et est mesurée en sortie par un détecteur de type photo-multiplication. La méthode a été présentée lors de la conférence CLEO 2011 à Baltimore (États-Unis) [1] et à la conférence JNOG à Marseille en juillet 2011 [2]. Nous avons également présenté une étude détaillée sur les potentialités de la méthode lors de la conférence CLEO 2012 à San José (États-Unis) [3].

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous décrivons le phénomène de la dispersion chromatique dans les fibres et nous démontrons le besoin de compensation sur la totalité de la bande C de télécommunication optique sans discontinuité de la phase. Nous présenterons d'autres applications d'utilisation des réseaux de Bragg à profil complexe : les systèmes OCDMA (Optical Code Division Multiple Access), les capteurs de déformation mécanique et de température. Ensuite nous décrivons le phénomène de la photosensibilité des fibres optiques, les principales propriétés physiques des réseaux de Bragg, la théorie des filtres optiques à base de réseaux de Bragg et les principales méthodes de réalisation des réseaux de Bragg dans les fibres optiques. Enfin, nous présenterons quelques exemples de spectres optiques modélisés. Ceci afin de montrer l'influence de la forme spatiale du profil d'un réseau de Bragg sur la réflectivité de ce composant.

Dans le deuxième chapitre nous aborderons le procédé d'inscription des réseaux de Bragg CDC utilisé dans le laboratoire R&D de 3SPhotonics. Nous montrerons les techniques d'apodisation et d'ajustement du pas de réseau, indispensables pour la réalisation de la compensation de la dispersion. Ensuite nous présenterons différentes méthodes existantes de caractérisation de réseaux de Bragg : mesure du spectre en amplitude et en phase, reconstruction du profil spatial d'un réseau de Bragg à partir de sa réflectivité complexe avec la méthode de 'Layer Peeling', et lecture directe du profil d'indice d'un réseau de Bragg avec la méthode de Krug. Nous détaillerons les résultats expérimentaux de caractérisation des réseaux de Bragg à profils complexes par les méthodes de Layer Peeling et la méthode de Krug, leur comparaison sera discutée. Enfin nous montrerons les limites de ces méthodes pour la caractérisation des réseaux de Bragg CDC.

Le troisième chapitre sera consacré à la méthode de caractérisation de réseaux de Bragg avec la luminescence bleue (LB) induite par l'irradiation UV. Nous expliquerons d'abord le phénomène physique de la LB photo-induite et nous présenterons les travaux sur l'application de la LB aux réseaux de Bragg. Ensuite, nous démontrerons la possibilité de caractérisation des réseaux de Bragg en amplitude et en phase en analysant le signal de la LB détectée à l'extrémité du composant. Nous expliquerons le principe de la caractérisation et nous décrirons le banc expérimental et le traitement numérique du signal de la LB. Ce traitement permet d'obtenir les caractéristiques physiques du réseau sous test : le profil de la modulation d'indice, le changement de l'indice moyen de la fibre et la phase des franges du réseau. Puis nous présenterons les résultats de caractérisation des réseaux de Bragg CDC obtenus avec cette nouvelle méthode. Nous verrons que la méthode de la LB permet d'obtenir le profil spatial en amplitude et en phase des FBGs CDC. Enfin, nous détaillerons les principales caractéristiques de la méthode de la LB : résolution spatiale, sensibilité de mesure et reproductibilité. Nous constaterons que la réponse de la LB n'est pas proportionnelle à la fluence de l'irradiation UV. Cela limitera la méthode à l'obtention des valeurs relatives des caractéristiques des réseaux. Nous aborderons également d'autres limites de la méthode de la LB ainsi que les solutions permettant de les contourner.

Chapitre I. Réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres : principes et applications

Un réseau de Bragg est un réflecteur optique distribué qui permet de filtrer la lumière incidente. Il est formé par une alternance périodique de couches de matériau transparent, espacées par une longueur Λ et ayant différents indices de réfraction n . La lumière propagée subit de multiples réflexions sur chaque couche. Les signaux optiques propagés dans un réseau de Bragg sont cohérents et interfèrent. Ainsi, seules les ondes avec une longueur d'onde λ égale à $2n \cdot \Lambda$ vont interférer constructivement et seront réfléchies.

Un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique se caractérise par une variation périodique de son indice de réfraction, induite dans le cœur d'une fibre optique. Il permet le guidage sélectif des ondes optiques selon leur longueur d'onde et peut notamment être utilisé en tant que filtre optique. De nouvelles techniques permettent de réaliser des réseaux de Bragg de différentes longueurs et de formes diverses. Et ceci afin de les adapter pour des applications spécifiques, notamment les filtres optiques à bande passante spectrale très étroite ou très large, les systèmes de multiplexage « tout-optiques » ou encore les capteurs mécaniques.

Dans ce chapitre, nous allons détailler les différentes applications des filtres de Bragg de dernière génération, la théorie de leur fonctionnement ainsi que leurs méthodes de fabrication.

1.1. Nouvelles utilisations des réseaux de Bragg

1.1.1. Compensation de la dispersion chromatique sur la bande C

a) Dispersion chromatique

La réponse des matériaux transparents dépend de la fréquence de la lumière qui s'y propage. Le nombre d'onde β du signal photonique peut être exprimé par le développement de Taylor en fonction de la fréquence angulaire optique $\omega = 2\pi c / \lambda$:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.1)$$

avec $\beta = n \cdot \omega$, n l'indice de réfraction du milieu, c la vitesse de lumière dans le vide, λ la longueur d'onde et ω_0 la fréquence angulaire centrale du signal photonique.

L'indice de réfraction est donc fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance se traduit par une variation du temps de propagation des différentes longueurs d'onde λ composant le spectre de cette lumière (cf. Figure 1.1). Ce temps de groupe correspond à un retard introduit par le matériel. Il est figuré dans le deuxième terme de l'expression (1.1). Le temps de groupe par unité de longueur s'exprime comme :

$$\tau_g = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1.2)$$

La dispersion chromatique est la deuxième dérivée du nombre d'onde :

$$D = -\frac{\omega}{c} \frac{d^2n}{d\omega^2} \quad (1.3)$$

La dispersion chromatique est un des facteurs limitant la bande passante d'un système de transmission optique à un débit donné.

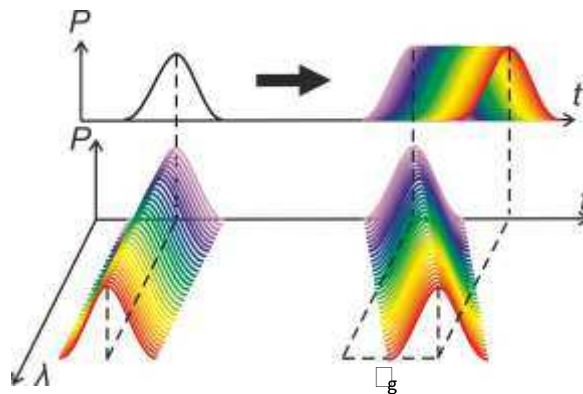


Figure 1.1 Effet de la dispersion chromatique de la propagation d'impulsion dans une fibre (ici dispersion dite *normale* ou *positive* : $dn/d\lambda < 0$ et en conséquence $D < 0$)

La représentation de la dispersion chromatique est donnée par la Figure 1.1. Une impulsion optique est constituée de plusieurs longueurs d'onde. Quand elle se propage dans une fibre, la dispersion crée un retard entre les différentes longueurs d'onde, ce qui engendre un élargissement temporel de l'impulsion initiale, soit τ_g . En conséquence, les impulsions voisines peuvent se superposer et le signal optique sera dégradé en rendant le décodage difficile voire impossible.

Nous allons donc discuter des solutions pour compenser la dispersion chromatique dans la bande C de transmission optique {1529-1561nm}. Celle-ci correspond à la bande passante du gain de l'amplificateur optique à fibre de type EDFA (amplificateur à fibre dopée erbium). Les valeurs de la dispersion chromatique et de la pente de la dispersion, à $\lambda_0 = 1550\text{nm}$, des fibres utilisées pour les applications télécom sont données dans le tableau suivant [4] :

Fibre	D [ps/(nm·km)]	dD/dλ [ps/(nm ² ·km)]
NZ DSF, fibre Corning LEAF (G.655)	4.5	0.085
Fibre standard télécom Corning SMF-28e (G.652)	18	0.092
DSF, fibre à dispersion nulle (G.653)	0	0.085
Fibre de compensation de dispersion DCF Corning Vascade S1000	-38	-0.12

b) Compensation de la dispersion chromatique sur la bande C

La dispersion chromatique élargit les impulsions se propageant dans la fibre. Le signal en réception est donc dégradé. Nous allons maintenant quantifier la valeur de la dispersion chromatique sur la bande C.

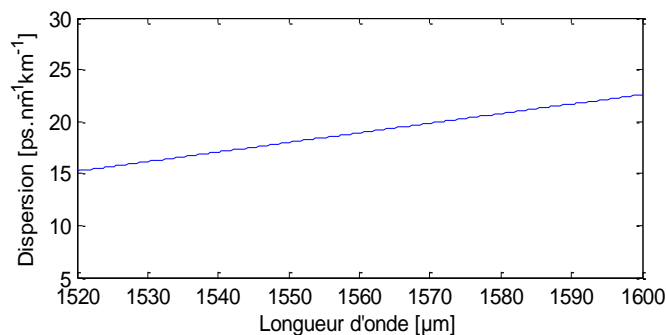


Figure 1.2 Coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour une fibre de type SMF [5]

Sachant que la fibre utilisée dans les liaisons de transmission optique à haut débit est la SMF-28¹, la dispersion à compenser est de 18ps/(nm·km) avec une pente de dispersion de 0.092ps/(nm²·km) dans la bande C. La dispersion à compenser aux extrémités de la bande C varie de 16.07 à 19.01ps/(nm·km). Cette évolution de la dispersion en fonction de la longueur d'onde est présentée sur la Figure 1.2. Pour compenser le retard de temps de groupe à $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ accumulé sur 100km il faut $100 \times \frac{18}{38} \approx 47.38\text{ km}$ de fibre Corning Vascade S1000. Cette fibre de compensation a une pente négative de dispersion de -0.12ps/(nm²·km). Ainsi, le retard à la longueur d'onde de 1529nm sera : $(100 \times 16.07 - (38 \times ((1550 - 1529) \times 0.12) \times 47.38) - (1550 - 1529) \times 1555\text{ ps}$ tandis que

¹ SMF : Single Mode Fiber

le retard à 1561nm sera : $(100 \times 19.01 \times (38 \times ((1561 - 1550) \times 0.12) \times 47.38) \times (1561 - 1550) \times 418 \text{ ps}$. Elle ne peut donc compenser la dispersion qu'à la longueur d'onde de 1550nm.

Une solution alternative consiste à utiliser les réseaux de Bragg de compensation de dispersion chromatique (FBG CDC). Un module de pré- ou post-compensation de dispersion (cf. Figure 1.3) doit être capable de compenser la dispersion accumulée par les signaux optiques lors de la propagation dans la fibre optique. Comme nous pouvons le voir à partir de la Figure 1.3, le signal photonique modulé est d'abord injecté dans le circulateur optique et est ensuite réfléchi par un FBG CDC qui pré-compense la dispersion chromatique. La dispersion accumulée après la transmission peut être compensée par un deuxième FBG CDC (post-compensation).

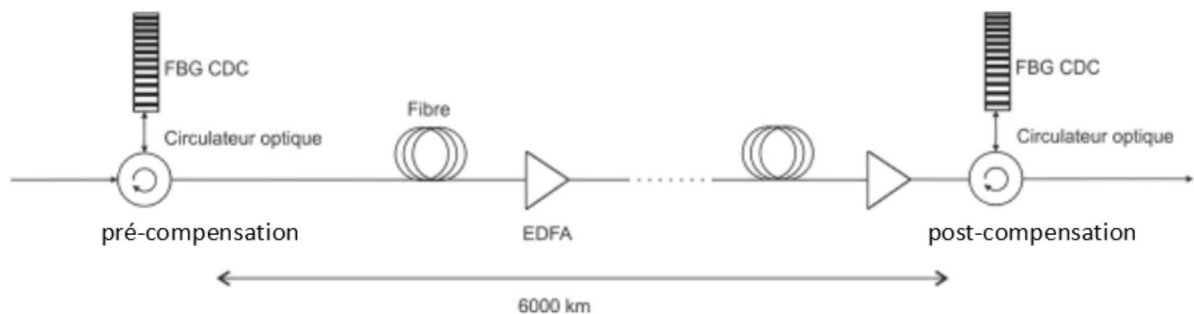


Figure 1.3 Utilisation des composants FBG CDC dans une liaison télécom sous-marine

Afin de réaliser cette fonction de compensation, certaines techniques de photo-inscription de FBGs sont indispensables. Une variation quadratique du pas, dite *chirp*, d'un réseau crée un déphasage non-uniforme entre les fréquences optiques réfléchies et réalise ainsi la fonction de compensation. Tandis que la modulation par une fonction appelée *apodisation* (gaussienne ou de sinus cardinal, par exemple) du profil d'indice permet de contrôler la forme de la fonction de transfert de réflexion d'un filtre et, dans certains cas, de s'affranchir des lobes secondaires dans le spectre, comme nous allons le voir par la suite.

Si on souhaite couvrir un grand domaine spectral, il est nécessaire d'inscrire des réseaux de longueur importante (objectif du projet CHRONOS : jusqu'à 90cm). En effet, dans ce cas, la puissance du signal réfléchi est distribuée le long d'un réseau chirpé. Cela est dû au fait que la réflectivité du réseau est fonction de l'amplitude de modulation d'indice Δn du réseau inscrit dans la fibre, de la bande passante $\Delta \lambda$ et de sa longueur L : $R=f(\Delta n \cdot L/\Delta \lambda)$ [6].

Ainsi, en utilisant des filtres de Bragg conçus pour la compensation totale de la dispersion chromatique sur une large bande du spectre optique, il est possible de s'affranchir des limitations de transmission de données à des distances extrêmement élevées (jusqu'à 6000km). Néanmoins, la réalisation de tels composants n'est pas facile et elle engendre souvent des problèmes qui influencent les capacités des systèmes de transmission.

c) Fluctuation du temps de groupe et pénalité du système

Le principal verrou technologique pour les FBGs CDC est le phénomène du group delay ripple, fluctuations du temps de group dans le spectre d'un FBG de compensation. Il a un impact direct sur le BER, bit error rate (taux d'erreur binaire), du système de transmission optique. Le group delay ripple résulte de discontinuités locales de la période du réseau inscrit dans la fibre. Ces discontinuités apparaissent lors de l'inscription des réseaux et, comme nous allons le voir, il est très difficile de les contrôler. Cela met en péril toute utilisation des FBGs CDC. Par extension, dépendant de la technique de mesure (méthode de phase-shift ou OFDR, cf. Chapitre 2.2) le phase ripple, fluctuations de la phase, peut être également mesuré.

Afin d'obtenir l'ordre de grandeur des pénalités en fonction du rapport signal/bruit (OSNR, Optical Signal to Noise Ratio) causées par le phase ripple, une simulation ou un test expérimental d'un système de transmission est nécessaire. Nous allons présenter un exemple de simulation et de mesure de l'OSNR correspondant à un taux d'erreur BER=10⁻⁵ pour un système de transmission à 40 Gb/s modulé en NRZ-DPSK. La simulation et la mesure ont été effectuées par M. Filer et S. Tibuleac [8].

Le schéma de leur système est présenté sur la Figure 1.4.

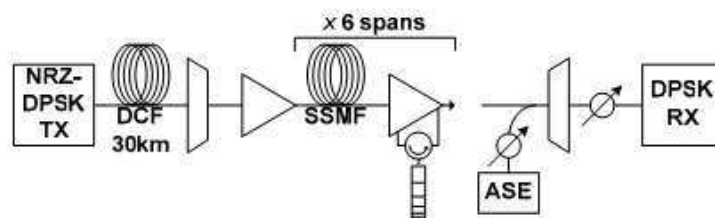


Figure 1.4 Schéma de transmission et de mesure OSNR [8]

Le signal modulé en format NRZ-DPSK¹ est pré-compensé par propagation dans une fibre DCF². Pré-amplifié, il est ensuite injecté dans une liaison de transmission optique contenant jusqu'à 6 cascades de fibres SMF de 80km chacune. Chaque étage d'amplification contient également un amplificateur et un réseau de Bragg de compensation de la dispersion.

Le réseau de Bragg inséré dans la cascade rajoute des fluctuations de phase dans la réponse spectrale du système et l'écart type du phase-ripple s'accumule. Ainsi, l'impact du phase ripple sur les performances du système de transmission croît avec la longueur du FBG.

¹ NRZ-DPSK : No Return to Zero Differential Phase Shift Keying

² DCF : Dispersion Compensation Fiber

Afin de calculer les pénalités du système, l'OSNR est d'abord mesuré pour un système sans FBG. Ensuite les mesures des pénalités de l'OSNR sont effectuées en ajoutant une cascade de fibre avec un FBG de compensation. Les résultats de mesures sont comparés à ceux obtenus avec la simulation (cf. Figure 1.5).

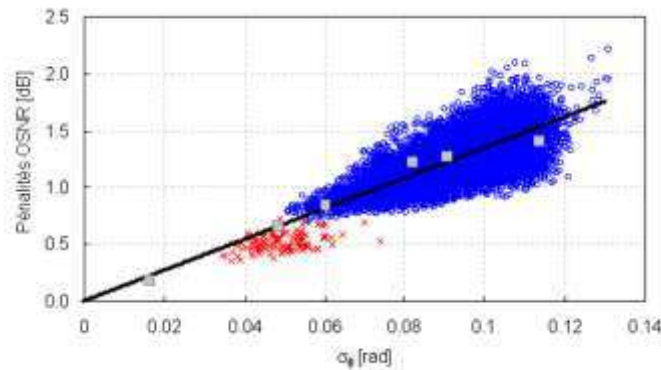


Figure 1.5 Pénalité OSNR [8] : o – simulation pour 6 FBGs cascades ; x – simulation pour 3 FBGs cascades ; □ – mesure

La Figure 1.5 montre que les pénalités de l'OSNR augmentent linéairement avec la croissance de l'écart type du phase-ripple accumulé. Cela est confirmé par des mesures pour 6 cascades des FBGs de compensation, ainsi que par des simulations pour 3 et 6 cascades des FBGs.

Dans le cadre du projet CHRONOS, l'entité ASN a fixé pour le phase-ripple le seuil de 0.15rad. **Il est donc indispensable de pouvoir contrôler ce paramètre lors de la fabrication des FBGs.** Nous allons revenir sur cette problématique dans le Chapitre 2.

1.1.2. Autres applications

a) Exemple 1. Systèmes OCDMA

Des réseaux de Bragg avancés sont également employés dans les systèmes de multiplexage optique qui utilisent le format CDMA, Code Division Multiple Access, connu sous l'abréviation OCDMA ('O' pour 'Optical'). Le format CDMA largement utilisé dans les réseaux de communication radiofréquence a pour principe la transmission des données d'utilisateurs sur la même fréquence et simultanément en codant l'information avec une séquence congruente [9]. Cette séquence est unique pour chaque utilisateur. A la réception, le décodeur effectue la fonction d'autocorrélation du signal détecté.

Si le principe du CDMA optique vient du système d'accès radiofréquence, la mise en œuvre de l'OCDMA n'est pas la même. Le milieu de propagation et les effets perturbant le canal sont différents : dispersion chromatique et effets non-linéaires dans le cas du canal

optique. Tandis que le canal radio est perturbé par l'atténuation, l'effet Doppler et des trajets multiples. En outre, le CDMA « tout-optique » implique de réaliser les fonctions de codage et de décodage en utilisant des composants optiques sans conversion électro-optique.

Un schéma synoptique d'un système OCDMA est constitué d'un nombre N de codeurs et de décodeurs (cf. Figure 1.6). Un codeur, fait à partir d'un composant photonique, est attribué à chaque utilisateur. Ce codeur contient un code unique. Les signaux optiques modulés par les codeurs OCDMA sont ensuite multiplexés et transmis dans un réseau optique. A la réception, le signal transmis est démultiplexé et les décodeurs OCDMA filtrent optiquement les données destinées au récepteur correspondant. C'est après le filtrage que le signal décodé est converti dans le domaine électrique.

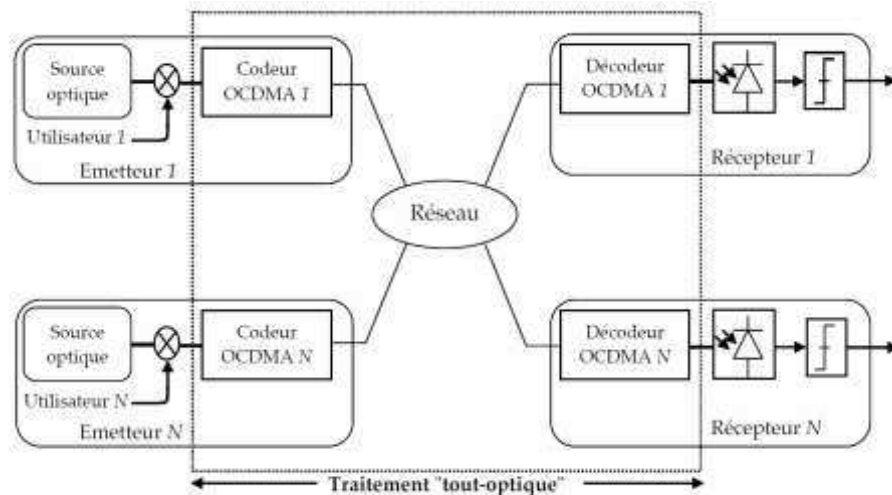


Figure 1.6 Schéma synoptique d'un réseau CDMA « tout-optique » [10]

Plusieurs solutions ont été développées pour réaliser le codage OCDMA. Les systèmes à base des réseaux de Bragg est la solution la plus intéressante car ils présentent des avantages majeurs tels que la compatibilité avec d'autres composants à base de fibres optiques, de faibles pertes d'insertion et un bas coût [10].

Les réseaux de Bragg permettent de réaliser le codage/décodage OCDMA dans le domaine temporel, fréquentiel ou en phase. Un codeur temporel décompose une impulsion optique en un train d'impulsions retardées d'une durée fixe et prédéterminée par la configuration du décodeur. Ainsi cette séquence d'impulsions représente un code binaire.

Une solution possible est d'utiliser des réseaux de Bragg superstructurés (S-FBG) afin de réaliser l'encodage temporel. Un S-FBG est réalisé par la concaténation de réseaux de Bragg uniformes (FBG_i) ayant des réflectivités différentes (cf. Figure 1.7) $R_1 < R_2 < \dots < R_N$. Ce groupe de réseaux est utilisé pour coder/décoder une séquence de données unique pour

chaque utilisateur. Pour obtenir des codes différents, il suffit de varier la distance $\Delta L_{\text{FBG}_i\text{-FBG}_{i+1}}$ entre les réseaux adjacents.

Le fonctionnement du codeur présenté sur la Figure 1.7 est le suivant : l'impulsion à la longueur d'onde de Bragg est injectée dans le S-FBG. Une partie de l'énergie de l'impulsion d'entrée est réfléchiée à partir du premier réseau. La puissance de ce signal est P_1 . L'impulsion d'entrée continue à se propager dans le S-FBG et elle subit d'autres réflexions. Les réseaux FBG_i ont des réflectivités R_i permettant d'obtenir à la sortie des puissances P_i identiques. Ainsi, à la sortie du composant, une séquence d'impulsions retardées peut être générée.

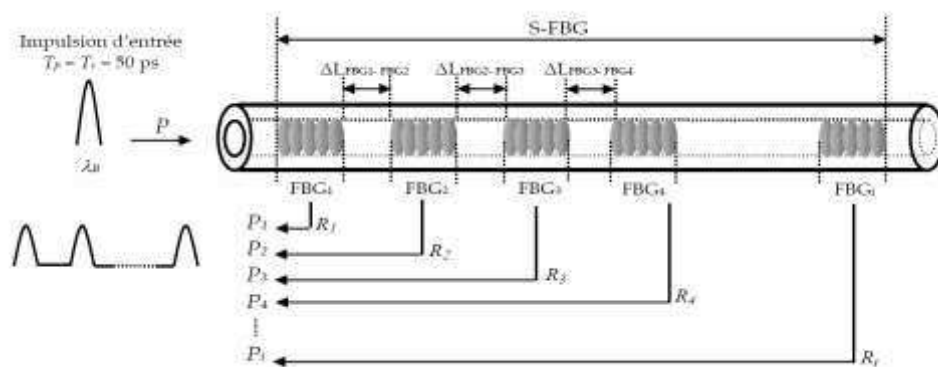


Figure 1.7 Schéma d'un réseau de Bragg superstructuré [10]

Un exemple de l'encodage/décodage effectué dans le domaine temporel est montré sur la Figure 1.8.

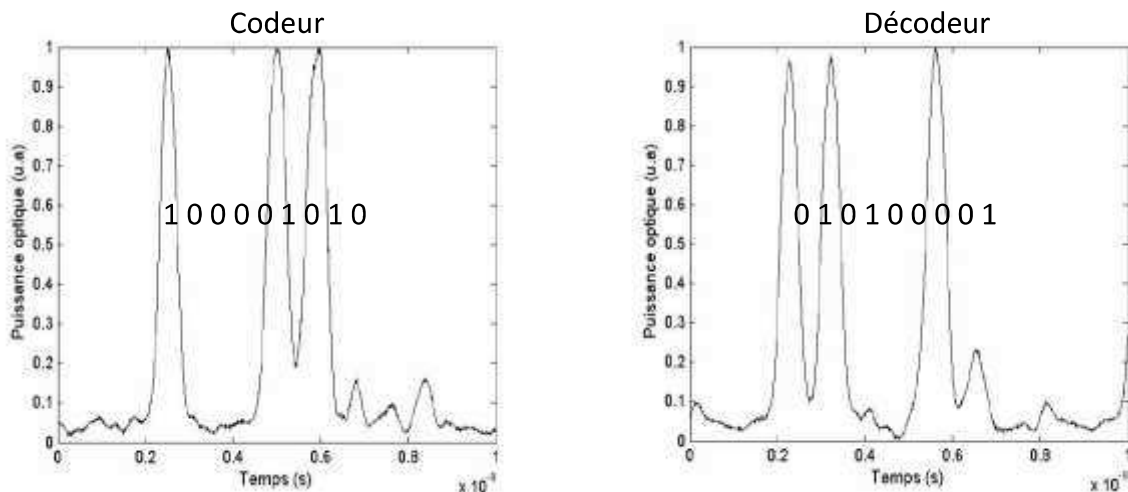


Figure 1.8 Réponses temporelles (expérience) pour un codeur/décodeur aperiodique [10]

Dans cet exemple, le codeur réalise une séquence $\{1\ 0\ 0\ 0\ 0\ 1\ 0\ 1\ 0\}$. Le signal à la sortie du codeur S-FBG est composé par une séquence d'impulsions espacées temporellement. Les

pics de puissance correspondent aux '1' du code binaire. La séquence du décodeur doit être inversée : {0 1 0 1 0 0 0 1}. Ainsi l'autocorrélation du signal décodé sera détectée à la réception. Les signaux codés avec d'autres séquences vont interférer et seront rejetés par le détecteur en tant que bruit.

L'inscription des réseaux de Bragg encore plus complexes, chirpés à sauts de phase, permet de réaliser un encodage bipolaire, soit (-1 ; +1). Cet encodage présente l'avantage d'augmenter la capacité du système de transmission en gardant une simple détection incohérente. L'encodage est effectué en fréquence et en phase simultanément (cf. Figure 1.9). L'encodage fréquentiel permet l'utilisation de différentes longueurs d'onde de Bragg λ_i pour chaque réseau. En même temps, des sauts de phase de 180° sont insérés entre les réseaux de différentes périodes Λ_i permettant de réaliser un codage en phase pour un code C_n .

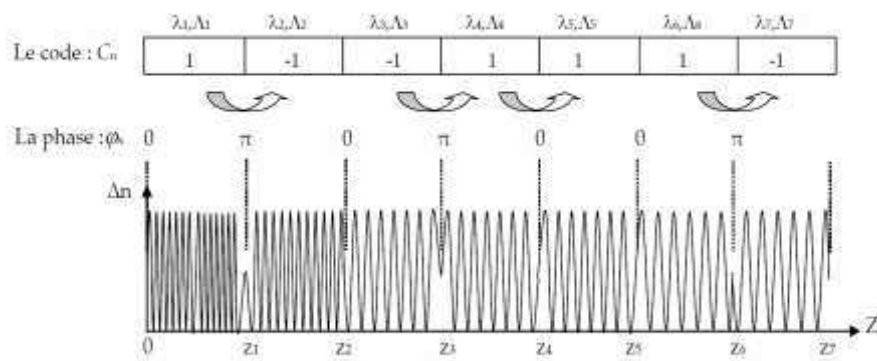


Figure 1.9 Schéma d'implémentation d'un code bipolaire [10]

En réception, un réseau inversé doit être utilisé, afin de décoder la séquence optique bipolaire. Toutes les autres combinaisons seront rejetées en étant considérées comme du bruit. Après le décodeur, il suffit d'utiliser une détection en puissance.

La réalisation des réseaux de Bragg super-structurés pour les applications OCDMA requiert une grande précision de positionnement de chaque sous-réseau ainsi que de la valeur de l'amplitude de la réflectivité R_i . Ainsi, une caractérisation des profils spatiaux est indispensable afin de déterminer les éventuelles erreurs d'inscription. La technique OLCR permet de localiser chaque sous-réseau du S-FBG et de mesurer sa réflectivité [11].

b) Exemple 2. Capteurs fondés sur des réseaux de Bragg

Les FBGs peuvent être utilisés en tant que capteurs optiques pour mesurer la déformation et la température [12]. Le maximum de réflexion de la lumière guidée est obtenu pour la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \Lambda \quad (1.4)$$

Où Λ est la période du réseau et n l'indice de la fibre.

La longueur d'onde de Bragg du réseau varie si la fibre subit une déformation mécanique Δl ou un changement de température ΔT :

$$\frac{\Delta \lambda_{Bragg}}{\lambda_{Bragg}} = \frac{\Delta(n\Lambda)}{n\Lambda} = \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Lambda} + \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Lambda} \Delta l + \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Lambda} \Delta T \quad (1.5)$$

Ce décalage de la longueur d'onde centrale réfléchie est lié aux propriétés macro-physiques de la fibre [13] par la formule :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = k \frac{\Delta l}{l} + \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \Delta T \quad (1.6)$$

Où $\Delta \lambda$ est le décalage de la longueur d'onde de Bragg, λ_0 la longueur d'onde de Bragg de référence, k le facteur de jauge, k étant de l'ordre de 0.78, $\frac{\Delta l}{l}$ la déformation mécanique appliquée, ΔT le changement de température et $\frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T}$ le changement de l'indice de réfraction thermique qui est de l'ordre de $5 \times 10^{-6}/K$. Le coefficient de l'expansion thermique est négligeable : $\frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \approx 0$.

Les capteurs optiques à base des FBGs ont plusieurs avantages, tels que :

- Une petite taille et un faible poids ;
- Une insensibilité aux perturbations électromagnétiques et optiques ;
- Ce sont des composants passifs ;
- Ils peuvent être déportés à de grandes distances (>50 km) de l'endroit de mesure ;
- Ils possèdent de bonnes qualités mécaniques et thermiques.

Cependant les capteurs FBGs ont comme inconvénients :

- Une forte sensibilité à la température. La compensation en température doit être réalisée par d'autres mesures ;
- Une forte sensibilité aux contraintes mécaniques qui occasionne de la biréfringence. Des sources optiques dépolarisées doivent donc être utilisées ;
- Ils sont ponctuels ou quasi-ponctuels, ne faisant des mesures que sur des distances inférieures à quelques cm.

Le principe de mesure de la déformation est d'obtenir le spectre optique du FBG-capteur en réflexion et de calculer le décalage de la longueur de Bragg par rapport au réseau de référence [14].

Afin d'augmenter la sensibilité de mesure, ainsi que d'améliorer la corrélation entre le signal détecté et la tension ou la température appliquée, des capteurs optiques à base de réseaux de Bragg chirpés d'une grande longueur (jusqu'à 15cm) sont utilisés. Dans ce cas, il est nécessaire d'employer une détection cohérente [15], [16] permettant de calculer le décalage spectral du réseau-capteur.

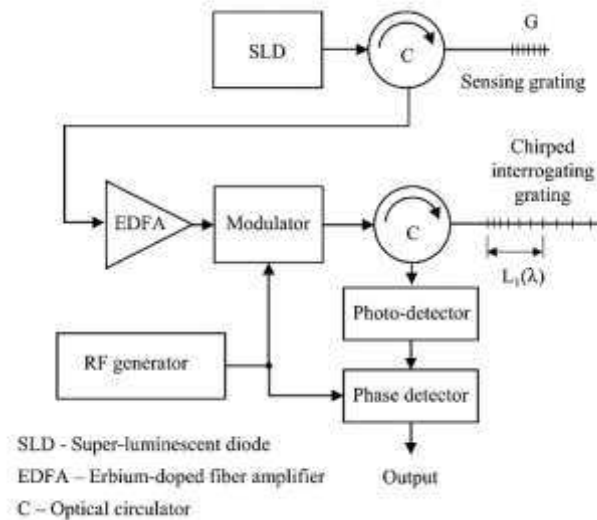


Figure 1.10 Schéma du système de détection du décalage de la longueur d'onde de Bragg [16]

Un exemple de système de détection de déformation mécanique est présenté sur la Figure 1.10. La diode super-luminescente (SLD) émet un signal optique large-bande qui est ensuite réfléchi dans le composant sensible G. Ce composant est un réseau de Bragg uniforme de 10cm de long qui sert en tant que capteur de déformation mécanique (ou de changement de température) La lumière réfléchie passe par le circulateur optique C, elle est ensuite amplifiée par l'EDFA et puis elle subit une modulation en amplitude par une onde radiofréquence sinusoïdale. Le signal modulé est ensuite réfléchi dans le réseau de Bragg chirpé (Figure 1.10 : chirped interrogating grating). Ce deuxième réseau est la référence qui permet de mesurer le décalage de la longueur d'onde de Bragg dans le réseau-capteur G. Ainsi le réseau de référence doit être stabilisé en température. Une détection cohérente de phase est mise en place pour détecter le décalage de phase du signal provenant du réseau-capteur lors de la déformation mécanique. Ce décalage de phase $\Delta\phi$ est proportionnel au décalage de la longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda$ du réseau-capteur suivant la formule :

$$\Delta\phi = \frac{2a n \Delta\lambda f_m}{c} \quad (1.7)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction effectif de la fibre, f_m la radiofréquence de modulation et a le coefficient du chirp du réseau de Bragg chirpé linéairement, servant de référence. Ce coefficient a est défini comme $L/(\Lambda_1 - \Lambda_2)$ avec Λ_1 et Λ_2 les périodes du début et de la fin du réseau et L la longueur du réseau. Ainsi, pour un chirp de 30nm sur 15cm du réseau, le coefficient a est de 0.0145 m/nm.

En connaissant le décalage de la longueur d'onde de Bragg induit par une déformation mécanique du composant sous test, la tension mécanique appliquée ou le changement de la température peuvent être déduits à partir de l'expression (1.6).

La Figure 1.11 montre une corrélation linéaire entre l'amplitude de la tension mécanique appliquée au réseau-captur et le décalage de phase détecté par le système optique cohérent.

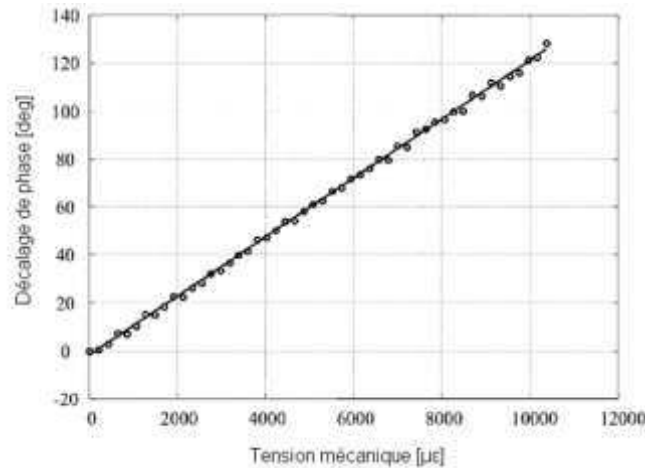


Figure 1.11 Corrélation entre la déformation et le décalage de phase d'un capteur FBG [16]

La dynamique de ce type de capteur de déformation atteint 10500µε, tandis que la sensibilité dépend de la fréquence de modulation f_m et du coefficient de chirp a . Elle peut être exprimée par la formule :

$$\frac{d(\Delta\lambda)}{d\epsilon} = \frac{2a \cdot n \cdot f_m}{c} \quad (1.8)$$

Ainsi, nous pouvons constater que pour augmenter la sensibilité de mesure, il faut monter en fréquence de modulation et/ou utiliser un réseau avec un chirp a plus important. Par exemple, la sensibilité du système est 0.13rad/nm en utilisant une fréquence de 1GHz. Ainsi pour un détecteur de phase ayant la sensibilité de 1°, la déformation minimale détectable sera de 110µε.

1.2. Photosensibilité dans les fibres

Avant de parler de conception et de réalisation de réseaux de Bragg, il est d'abord important de présenter le phénomène de photosensibilité des fibres optiques.

L'incorporation d'atomes de germanium dans la silice crée les défauts dans la structure du verre de la fibre. Ces défauts engendrent une augmentation locale de l'indice effectif de réfraction. Ce phénomène est à la base du fonctionnement des fibres télécom telles que la SMF28 ou la NZ-DSF, dont le cœur est dopé au germanium. Le dopage avec d'autres

éléments chimiques (Al, B, F, Ce, Er...) permet également d'augmenter l'indice de la fibre mais le germanium reste le dopant industriel principal. Ceci est dû à une faible atténuation et à un changement d'indice important que le germanium introduit dans la fibre. Plus la concentration en germanium est importante, plus l'indice effectif du verre est élevé. Remarquons que dans les fibres PSC-SM (PSC pour pure silica core) le cœur reste pur tandis que la gaine est dopée au fluor pour abaisser son indice. Ces fibres possèdent un coefficient d'atténuation plus faible de 0.16-0.17dB/km par rapport à la fibre standard SMF28 qui est de <0.22dB/km.

L'absorption de la radiation UV par les défauts présents dans la fibre amplifie l'augmentation locale de l'indice effectif de réfraction. Cette augmentation dépend de l'énergie UV reçue par la fibre et aussi de la concentration en germanium dans la fibre, car le germanium crée des centres de photo-absorption : c'est le phénomène de photosensibilité.

L'utilisation de lasers à 244 nm peut induire une variation d'indice du verre dopée de germanium (22-mol. %) jusqu'à $1-2 \times 10^{-4}$ [17]. En outre, la photosensibilité peut être améliorée par l'hydrogénation de la fibre avant l'inscription. L'hydrogénation est un processus physico-chimique de chargement de la fibre avec de l'hydrogène moléculaire sous pression. Il est utile en tant que catalyseur dans les réactions de photo-ionisation du verre germano-silicate et augmente la photosensibilité des fibres. L'insolation UV des fibres hydrogénées peut alors créer des différences d'indice jusqu'à 3×10^{-3} [18].

1.2.1. Mécanismes de changement d'indice

Le germanium incorporé dans le verre de silice crée des centres d'absorption dans la bande interdite de la silice qui est de 7.1 eV (175 nm). Ces centres dits « colorés » sont dus aux défauts de liaisons du germanium avec l'oxygène appelés GODC (Germanium Oxygen Deficient Center – cf. Figure 1.12). Ces défauts se forment quand le germanium est lié au silicium ou à un autre atome de germanium (GEC – Germanium Electron Center), ou quand il crée un piège électronique GeE' (manque d'un électron valent dans un atome de germanium) [6],[7].



Figure 1.12 Centres colorés GODC (Germanium Oxygen Deficient Center)
T : Si ou Ge

Néanmoins, seule l'absorption à certaines longueurs d'onde est liée aux GODCs et provoque un changement de l'indice de réfraction dans la fibre. Les bandes d'absorption de 6.36, 5.12, 3.7eV et d'autres bandes (dont les coefficients d'absorption sont d'un ordre de grandeur plus faible) sont attribuées aux liaisons défectives du germanium. Une de ces bandes d'absorption GODC à 5.12 eV (242 nm) résulte en une photo-ionisation du défaut.

Lors de l'absorption d'un photon UV ayant la même énergie (cf. Figure 1.13), la photo-ionisation d'un GODC a lieu ce qui correspond à la transition S_0-S_1 [18]. Ensuite le GODC excité se relaxe à l'état T_1 à 337nm (3.7 eV) et forme l'autre type de défaut appelé DID (Drawing Induced Defect – défaut d'étirement). L'état T_1 de la structure germano-silicate du verre est aussi un centre de réabsorption. Outre cela, la relaxation de cet état est caractérisée par une luminescence à 400 nm (3.1 eV). Les spectres réels correspondants à ces transitions énergétiques sont présentés sur la Figure 1.14. L'absorption à 337 nm est induite par l'absorption de l'UV à 240nm. Leurs amplitudes ont un rapport de l'ordre de $\sim 1:1500$.

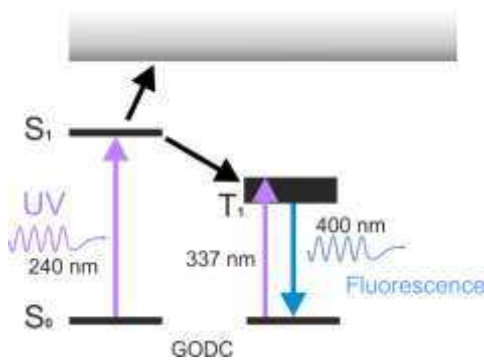


Figure 1.13 Diagramme des niveaux énergétiques pour le GODC

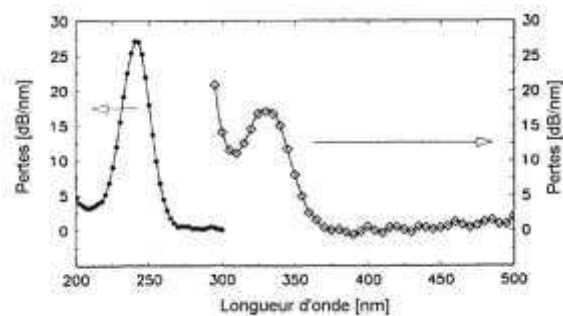


Figure 1.14 L'absorption à 240 et 337 nm (3%mol. Ge) [20]

L'absorption de la lumière UV est donc suivie par une luminescence à 400 nm (3.1 eV) (cf. Figure 1.13). L'intensité de la luminescence est liée à la concentration des défauts GODC photo-ionisés. Nous consacrerons le dernier chapitre de cette thèse à l'étude de la luminescence.

Le centre d'absorption à 337nm est lié à la transformation structurale du verre sous l'irradiation UV. Cette transformation est responsable de la création des DIDs et résulte en une augmentation de l'indice. Plusieurs modèles ont été élaborés pour expliquer comment varie l'indice de réfraction de la fibre sous irradiation UV et quantifier ce changement.

a) Modèle des centres colorés

Selon le modèle des centres colorés, le changement de l'indice de réfraction est associé au changement du coefficient d'absorption des défauts de structure du verre tels que les GODCs [21]. Par conséquent, le changement de l'indice est proportionnel à la concentration des défauts photo-induits. Ce changement peut être expliqué par la relation de Kramers-Kronig [22] :

$$\Delta n = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\lambda')}{\lambda' - \lambda} d\lambda' \quad (1.9)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ω est la fréquence d'onde optique à laquelle l'indice subit le changement, ω_0 est la fréquence correspondant à la bande d'absorption i , $\Delta\alpha_i$ est le changement du coefficient d'absorption à cette fréquence et Δn_i est la largeur à mi-hauteur de la bande d'absorption.

Un exemple de spectre d'absorption photo-induit dans une préforme de silice dopée à 10% de Ge est présenté sur la Figure 1.15.a. La préforme était irradiée de 190 à 300nm. Deux pics d'absorption à 242nm (5.12eV) et 195nm (6.36eV) sont attribués aux GODC. Le spectre contient d'autres pics dont l'amplitude est 10 fois inférieure, contribuant peu au changement de l'indice.

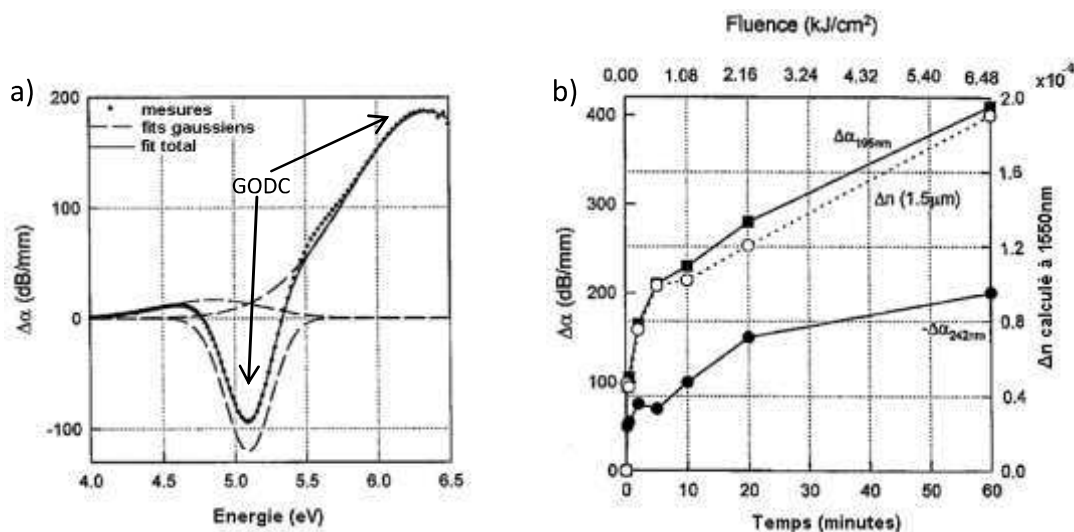


Figure 1.15 Démonstration du modèle des centres colorés [21] :
a) Spectre d'absorption photo-induit ; b) La variation du coefficient d'absorption et de l'indice de réfraction en fonction de l'exposition à l'UV

Nous pouvons constater à partir de la Figure 1.15.a que l'absorption d'une forte intensité d'irradiation UV induit une variation du coefficient d'absorption. Ceci peut être expliqué par un changement de la structure chimique du verre : la concentration des défauts absorbants change et de nouveaux centres moléculaires, comme les GeE' , se forment.

En mesurant le changement du spectre d'absorption UV $\Delta\alpha$ pour différentes bandes d'énergie des centres colorés (cf. Figure 1.15.a), la variation de l'indice de réfraction (cf. Figure 1.15.b) peut être calculée à partir de l'expression (1.9). Ainsi, la fibre irradiée par l'UV subit des transformations de sa structure chimique qui se traduisent en une augmentation de l'indice de réfraction.

Cependant, le changement de l'indice de réfraction dans les fibres est plus important (~50%) que celui calculé pour une préforme [6][22]. Cela peut être expliqué par une plus haute concentration des défauts dans une fibre due à l'étirement de cette dernière pendant la fabrication (défauts de type DID).

b) Modèle de la densification

Le modèle de la densification suppose la compaction, c'est-à-dire, l'augmentation de la densité de la silice sous l'influence de l'UV. La démonstration de ce modèle est présentée sur la Figure 1.16.

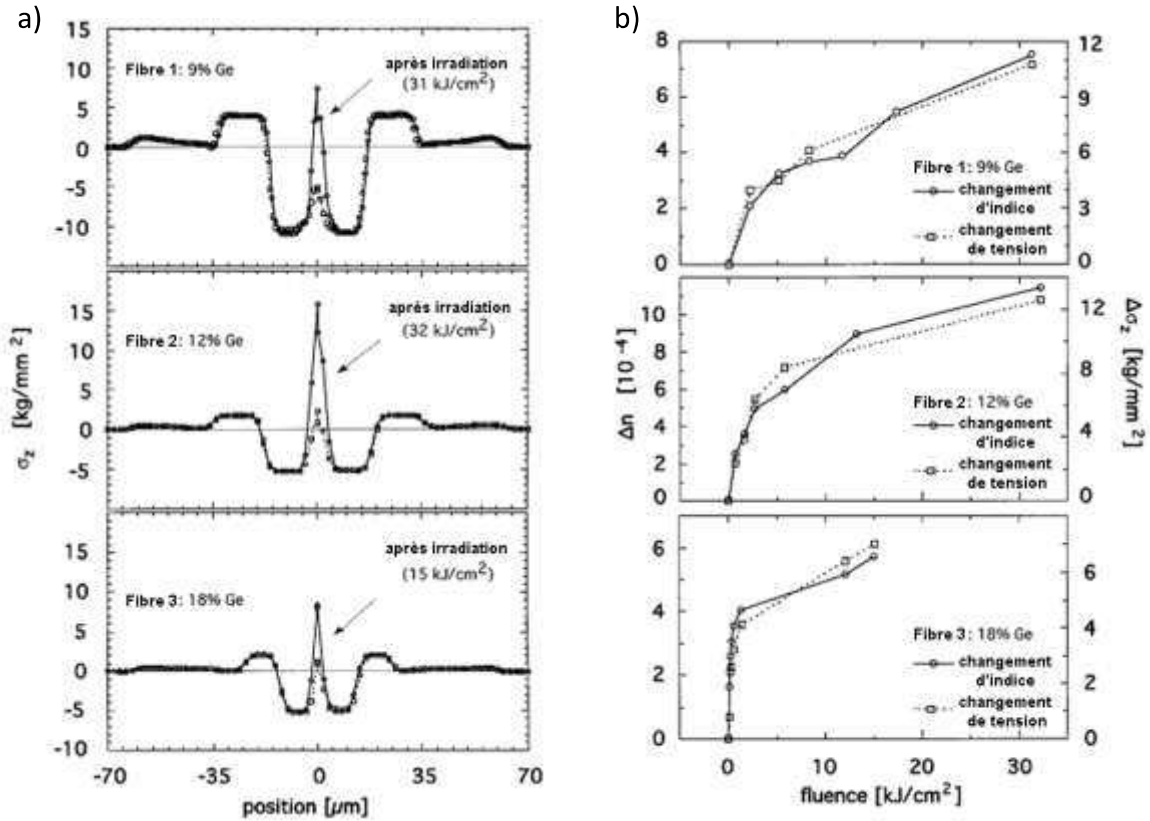


Figure 1.16 Contraintes après l'irradiation UV [23] :

a) Mesures radiales du stress avant et après l'irradiation UV pour trois niveaux de dopage Ge dans la fibre ; b) Variation de la contrainte et de l'indice de réfraction en fonction de la fluence UV

Trois fibres dopées au germanium à des concentrations diverses (9%, 12%, 18%) ont subi une irradiation UV. La contrainte induite σ_z peut être calculée à partir d'une mesure de biréfringence d'un faisceau HeNe qui sonde la fibre transversalement [23]:

$$\sigma_z = \frac{C \cdot \Delta n}{r} \quad (1.10)$$

Où r est le rayon de la fibre, y l'axe transversale, C le coefficient de contrainte optique de la silice ($C=3.46 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{kg}$) et Δ le retard relatif entre deux composantes de polarisation du faisceau de sondage.

Les résultats de mesure de la contrainte dans le cœur de la fibre montrent que la tension mécanique augmente après l'irradiation (cf. Figure 1.16.a). Outre cela, la croissance de l'indice de réfraction est en corrélation linéaire avec la contrainte mesurée (cf. Figure

1.16.b). Cela peut être expliqué par la compaction de la structure du verre induite par cette contrainte. Les mesures faites avec un microscope électronique TEM (Transmission Electron Microscopy) d'un échantillon de verre ayant subi une irradiation UV locale prouve cette hypothèse. Les zones claires n'ont pas subi d'irradiation, ainsi le verre est plus compacte dans les zones sombres du graphe TEM.



Figure 1.17 TEM graphe du cœur d'une fibre germano-silicate co-dopée étain [24]

Les deux modèles sont tout autant valides pour expliquer l'augmentation photo-induite de l'indice et peuvent être utilisées en parallèle pour modéliser le processus de changement d'indice.

1.2.2. Dopage au germanium

Nous pouvons conclure que l'irradiation UV d'une fibre dopée au germanium augmente son indice de réfraction grâce aux changements structurels des défauts causés par les liaisons défectives des atomes du germanium dans la silice. Ainsi, l'amplitude de changement d'indice dans la fibre dépend de la concentration de germanium : une fonction linéaire a été montrée (cf. Figure 1.18).

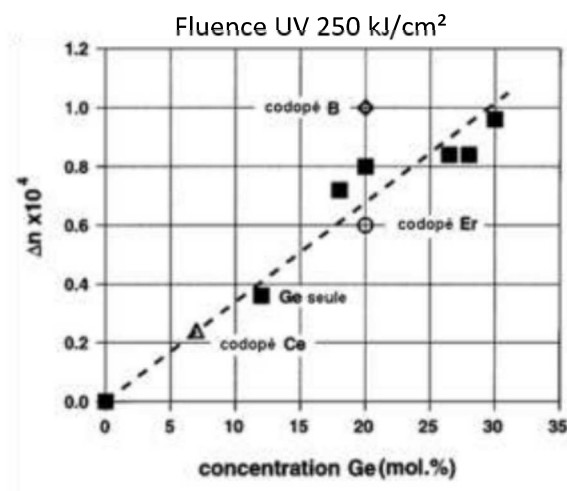


Figure 1.18 Changement d'indice dans une fibre en fonction de la concentration du germanium et co-dopant [25]

La courbe sur la Figure 1.18 a été obtenue en mesurant le changement de l'indice de réfraction en fonction de la concentration de germanium pour la même fluence (250 kJ/cm^2) UV à 334 nm. Nous pouvons montrer que le co-dopage Ce/Er ne modifie pas la photosensibilité de la fibre à l'inverse du dopage au Bore.

Ainsi, afin d'obtenir une forte modulation d'indice, il suffit d'introduire une concentration de germanium importante. Néanmoins, un fort dopage au germanium induit des pertes additionnelles dans le domaine infrarouge (cf. Figure 1.19).

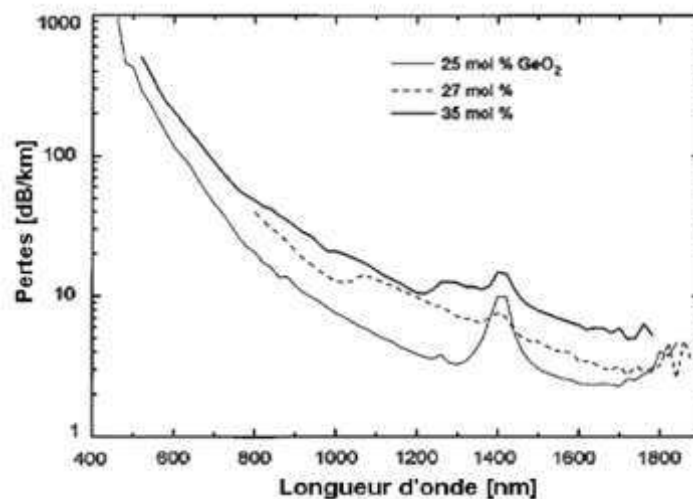


Figure 1.19 Pertes dans les fibres ayant différentes concentration de germanium [26]

Les pertes mesurées à 1550 nm varient entre 2 et 10 dB/km pour, respectivement, 25% et 35% concentration de Ge, tandis qu'une fibre standard Corning SMF28 dopée à 3% de germanium a un coefficient de perte qui est seulement de $\sim 0.2 \text{ dB/km}$. L'utilisation des fibres photosensibles engendre donc des pénalités de transmission supplémentaires. Cependant, ce problème peut être résolu par hydrogénation. En effet, l'hydrogénation des fibres SMF28 à faible atténuation permet d'atteindre des valeurs de modulation d'indice jusqu'à 2×10^{-3} sans introduction de pertes supplémentaires [18]. Nous allons maintenant expliquer cette augmentation de la photosensibilité des fibres induite par l'hydrogénation.

1.2.3. Hydrogénation des fibres

La photosensibilité peut être améliorée par l'hydrogénation de la fibre avant l'inscription. Typiquement, les fibres sont placées sous pression d'hydrogène variant entre 100 et 200 atm, à température ambiante ou légèrement supérieure (jusqu'à 75°C) pendant quelques jours [6]. Ensuite, cette fibre dite « hydrogénée » subit une photo-inscription UV pendant lequel les réseaux de Bragg se forment. Après un certain temps (plus de dix jours), l'hydrogène s'extrait complètement de la fibre sans que cela n'efface le réseau de Bragg photoinscrit [18].

La Figure 1.20 montre l'évolution de l'amplitude de modulation d'indice en fonction de la fluence UV absorbée par la fibre (jusqu'à 6kJ/cm²). Comme nous pouvons le voir, l'amplitude de changement d'indice de la fibre dépend de la fluence du laser UV. Mais contrairement aux fibres non-hydrogénées, les variations d'indice de 1-3x10⁻³ peuvent être obtenues, ce qui est environ 10 fois plus fort que sans hydrogénation.

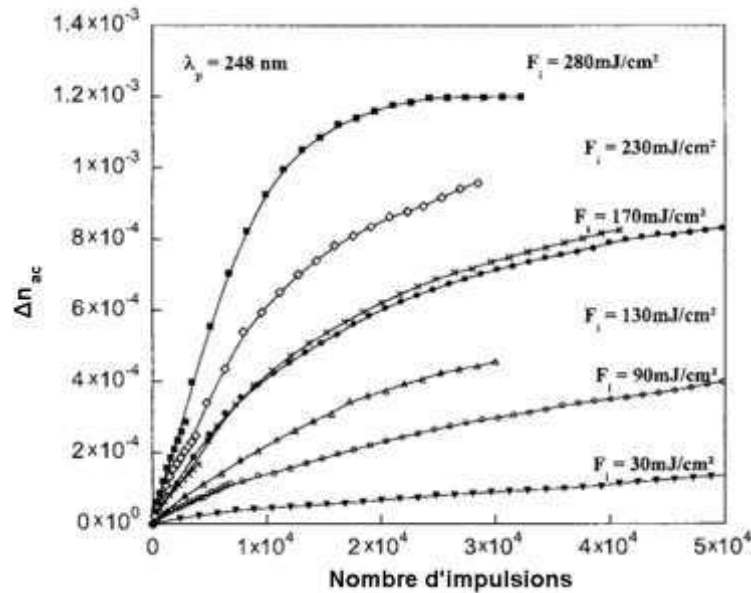
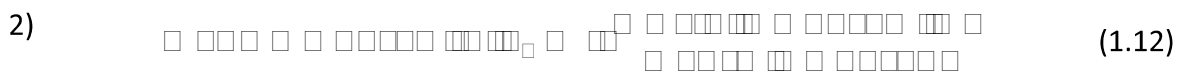


Figure 1.20 La croissance de la modulation d'indice dans une fibre hydrogénée en fonction de l'intensité et de l'exposition à la radiation UV à 248nm [18]

Néanmoins le mécanisme d'élévation d'indice devient plus compliqué car il faut tenir compte de l'hydrogène moléculaire qui participe aux réactions photochimiques de changement de la structure germano-silicate de la fibre.

Le modèle qualitatif de réaction photochimique en deux étapes a été proposé [18],[27]. Selon celui-ci l'hydrogène est un catalyseur qui facilite la formation des GeE' :



L'absorption d'un photon UV casse d'abord une liaison Ge-O dans une structure défective du verre, soit un GODC. Cette photo-ionisation du GODC peut être exprimée par la réaction (1.11). La structure GODC excitée se rompt et un défaut de type DID est formé responsable de l'augmentation de l'indice réfractif dans la fibre.

La présence de l'hydrogène facilite la rupture du GODC. L'hydrogène crée une liaison Si-OH résultant en défauts GeE' (cf. Figure 1.12) et ions H⁺ en suivant la réaction (1.12). En

revanche, une partie d'hydrogène peut aussi créer des liaisons GeH qui ne participent pas à l'augmentation de l'indice.

1.3. FBGs : principe et réalisation

1.3.1. Paramètres des réseaux de Bragg

Un réseau de Bragg peut être représenté par une variation locale de l'indice de réfraction dans la fibre le long de son axe de propagation de lumière selon l'expression :

$$n(z) = \bar{n} + n_{ac}(z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \theta(z)\right) + n_{dc}(z) \quad (1.13)$$

La variation de l'amplitude de la modulation d'indice Δn_{ac} est appelée profil d'apodisation du réseau. Selon la méthode de fabrication, l'indice moyen Δn_{dc} peut être constant ou variable (cf. Figure 1.21). Le profil du réseau a une influence sur la bande passante optique du filtre, aussi bien en réflexion qu'en transmission et il peut diminuer les lobes secondaires dans le spectre. Enfin, $\theta(z)$ désigne la phase des franges du réseau. Une variation quadratique ou cubique de la phase de franges se traduit en une variation du pas Λ d'un réseau, appelée chirp. La fonction $\theta(z)$ comporte également les variations stochastiques qui sont dues aux imperfections de la fabrication.

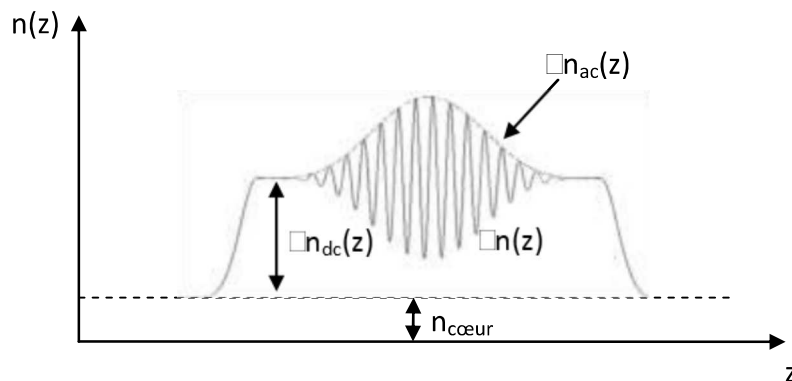


Figure 1.21 Modulation d'indice dans une fibre et paramètres principaux d'un FBG

Un réseau de Bragg uniforme est un réseau pour lequel Δn_{ac} et Δn_{dc} sont constants le long du réseau. Le maximum de réflexion de la lumière guidée est obtenu pour la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \Lambda \quad (1.14)$$

Où Λ est la période du réseau.

1.3.2. Synthèse des réseaux de Bragg

Considérons les modes du champ électrique $u(z)$ et $v(z)$ de la lumière se propageant dans le réseau de Bragg (cf. Figure 1.22). Le mode $u(z)$ traverse le réseau, c'est un mode propagatif. Tandis que le mode $v(z)$ se propage dans le sens contraire, c'est un mode réfléchi.

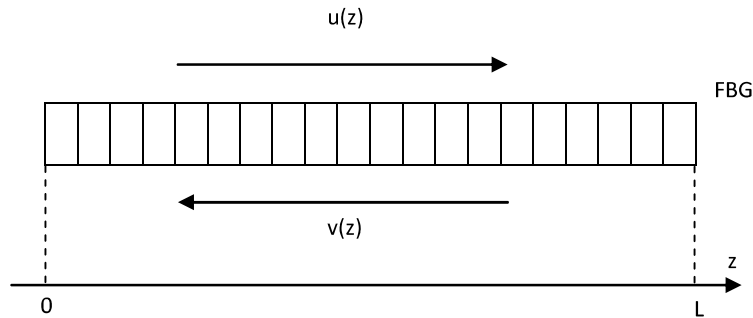


Figure 1.22 Propagation des ondes optiques dans un FBG

La propagation des modes $u(z)$ et $v(z)$ peut être décrite par l'équation différentielle dite des modes couplés. Sa démonstration à partir des équations de Maxwell est faite dans l'Annexe A de ce document :

$$\begin{aligned} \frac{d u}{d z} &= i \delta u(z) + v(z) q^*(z) \\ \frac{d v}{d z} &= i \delta v(z) + u(z) q(z) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Où $q(z)$ est le coefficient complexe de couplage, δ est le désaccord en fréquences :

$$\delta = k - k_B \quad (1.16)$$

Le coefficient de couplage $q(z)$ représente le transfert d'énergie entre le mode propagé et le mode réfléchi. Il est lié aux paramètres physiques du réseau définis par l'expression (1.13). Son module et sa phase s'expriment comme [28] :

$$\begin{aligned} |q(z)| &= \frac{\eta n_{ac}(z)}{2} \quad (1.17) & \frac{d \arg(q)}{d z} &= \frac{d \delta}{d z} + 2k \eta n_{dc}(z) \quad (1.18) \end{aligned}$$

Où $k=2\pi/\lambda$ et η la visibilité de franges.

Un FBG uniforme est un réseau élémentaire et son spectre de réflectivité complexe est une fonction analytique des paramètres du réseau [29], [30] :

$$R(\lambda) \approx \frac{\sinh^2(\kappa L)}{\cosh^2(\kappa L) \approx \frac{\kappa^2}{|q|^2}} \quad (1.19)$$

Où L est longueur du réseau et le paramètre κ :

$$\kappa^2 \approx |q|^2 \approx \kappa^2 \quad (1.20)$$

Nous avons utilisé le logiciel OptiGrating de la société OptiWave pour calculer le spectre complexe d'un FBG de 5mm inscrit dans une fibre standard télécom SMF28 ($n_{\text{eff}}=1.46$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$) pour lequel $\Delta n_{\text{ac}} = \Delta n_{\text{dc}} = 2 \cdot 10^{-4}$ (cf. Figure 1.23).

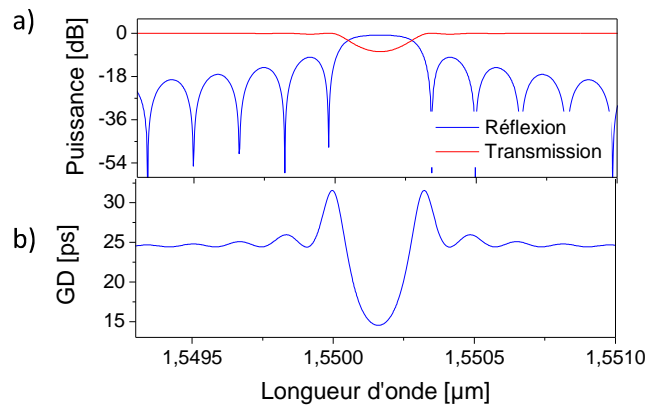


Figure 1.23 Spectre complexe d'un FBG uniforme : Pertes d'insertion (a) et temps de groupe (b) en fonction de la longueur d'onde

Comme nous pouvons le constater sur la Figure 1.23.a, le spectre d'un réseau uniforme possède des lobes de réflexion secondaires à des longueurs d'ondes différentes de λ_{Bragg} . Dans un système photonique, ces lobes secondaires vont interférer avec le signal transmis à la longueur d'onde d'un canal voisin. En outre, le temps de groupe n'est pas constant pour les longueurs d'onde proches à λ_{Bragg} (Figure 1.23.b). Nous allons détailler dans la Partie 1.3.3 les techniques d'apodisation et du chirp qui peuvent aider à diminuer l'influence de ce croisement.

Modélisation numérique (méthode matricielle)

La théorie des modes couplés permet d'expliquer la propagation du signal optique dans un réseau de Bragg. A partir de cette théorie une méthode matricielle [30] peut être utilisée pour modéliser la réponse spectrale du réseau de Bragg quelconque avec les paramètres de modulation d'indice souhaités, notamment l'apodisation et le chirp. La démonstration de la méthode matricielle est donnée dans l'Annexe B. En outre, la méthode de **Layer Peeling** (LP) fondée sur la théorie des modes couplés permet de reconstruire la structure du réseau de

Bragg à partir de sa réponse spectrale [30]. Nous allons par la suite appliquer cette méthode pour caractériser des réseaux de Bragg théoriques et réels (cf. Chapitre 2.2).

Le coefficient de réflexion du réseau $r(z, \delta)$ en fonction de la longueur d'onde et de la position longitudinale dans le réseau z est défini par le rapport entre l'amplitude des modes réfléchis $v(z, \delta)$ et transmis $u(z, \delta)$:

$$r(z, \delta) = \frac{v(z, \delta)}{u(z, \delta)} \quad (1.21)$$

Nous pouvons modéliser le réseau d'une structure complexe comme une concaténation de sous-réseaux simples uniformes. La matrice de transfert décrivant la contribution de chaque sous-réseau [29] s'exprime comme :

$$\begin{pmatrix} u(z) \\ v(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma z) & i \frac{q}{\gamma} \sinh(\gamma z) \\ \frac{q^*}{\gamma} \sinh(\gamma z) & \cosh(\gamma z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Les champs aux extrémités du réseau entier s'expriment comme :

$$\begin{pmatrix} u(L) \\ v(L) \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u(0) \\ v(0) \end{pmatrix} \quad (1.23) \quad \text{où } T = T_N \cdot T_{N-1} \cdot \dots \cdot T_1 \quad T = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

La multiplication des matrices de transfert correspondant à chaque sous-réseau donne le coefficient de réflexion et de transmission du réseau entier qui peut avoir un profil complexe :

$$r(L) = \frac{T_{21}}{T_{22}} \quad (1.25)$$

$$t(L) = \frac{1}{T_{22}} \quad (1.26)$$

Afin de modéliser un saut de phase volontairement introduit dans un réseau de Bragg, il faut introduire la fonction de transfert suivante :

$$T_k = \begin{pmatrix} \exp(i\frac{\phi_k}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(i\frac{\phi_k}{2}) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Où ϕ_k est le changement de phase entre les réseaux $k-1$ et k .

1.3.3. Exemples de structures de FBG (apodisé, chirpé, avec sauts de phase)

Les propriétés spectrales des réseaux de Bragg dont le profil d'indice et la variation de phase sont prédéterminés, peuvent être modélisées par la méthode matricielle. Cette analyse donne accès au module du coefficient de réflexion aussi bien qu'à la phase et, en conséquence, au temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. Cela permet de visualiser les effets liés à la réflexion de la lumière par un réseau de Bragg tels que l'influence du bruit de phase qui peut être rajouté lors de la modélisation (en utilisant l'expression (1.27)) et le phase ripple. Ceci permet également de contrôler les paramètres tels que la largeur spectrale et l'amplitude de la fonction de réflexion/transmission, les niveaux des lobes secondaires et la pente du temps de groupe.

Nous pouvons définir la fonction d'apodisation comme :

$$n_{ac}(z) = n_{ac}^{max} A(z) \quad (1.28)$$

L'apodisation du profil spatial permet de diminuer les lobes secondaires dans la réponse spectrale d'un FBG [31],[32]. Pourtant, l'emploi d'une fonction d'apodisation réduit la réflectivité effective du réseau. Ainsi, un réseau apodisé doit être plus long qu'un réseau à profil uniforme pour avoir la même réflectivité. Le facteur d'apodisation a_{eff} peut être défini ainsi :

$$a_{eff} = \frac{L_{eff}}{L} = \frac{\int_{-L/2}^{L/2} |A(z)| dz}{\int_{-L/2}^{L/2} dz} \quad (1.29)$$

où $A(z)$ est la fonction d'apodisation du réseau, L sa longueur et L_{eff} la longueur d'un réseau uniforme ayant la même réflectivité que le réseau apodisé.

Le logiciel commercial utilisé est fondé sur la théorie des modes couplés et la méthode matricielle. Il permet de calculer les spectres des réseaux aux profils quelconques. Ainsi nous avons modélisé les caractéristiques spectrales des réseaux qui sont utilisés pour les applications CDC.

a) Réseau apodisé à pas constant

Afin de comparer le rapport entre l'amplitude de réflexion à la longueur d'onde de Bragg et l'amplitude du lobe secondaire pour un réseau uniforme et un réseau à profil apodisé, nous avons modélisé le spectre de réflexion et de transmission d'un réseau de 5mm. Ce réseau est apodisé par une fonction cosinus et l'amplitude de la modulation d'indice vaut $\Delta n_{ac} = \Delta n_{dc} = 2 \cdot 10^{-4}$ (cf. Figure 1.24.a). Comme nous pouvons le voir, le niveau des lobes secondaires est 30dB inférieur à la puissance du signal réfléchi à la longueur d'onde de Bragg. Tandis que

dans le cas d'un réseau uniforme, ce rapport est seulement -10dB (cf. Figure 1.24.b : ligne noire pointillée). Néanmoins, le réseau uniforme a une réflexion proche de 100% (0dB). Tandis que le réseau apodisé par la fonction cosinus, ayant la même longueur centrale et la même amplitude de modulation d'indice possède une réflectivité maximale de 32% (-5dB). Ainsi la longueur effective d'un réseau apodisé doit être prise en compte dans la conception des systèmes de transmission à base des réseaux de Bragg afin d'obtenir une réflexion de 100%.

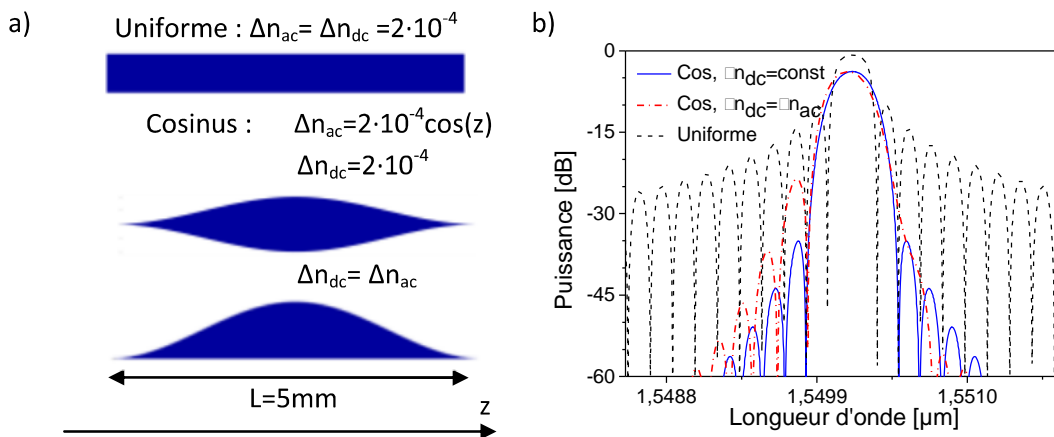


Figure 1.24 Suppression des lobes secondaires par apodisation :

- a) Profil d'indice d'un FBG uniforme et d'un FBG apodisé d'une fonction cosinus
 b) Spectre en amplitude d'un FBG apodisé d'une fonction cosinus et d'un FBG uniforme

De cette façon, l'apodisation du profil de modulation d'indice d'un FBG sert à minimiser l'influence des lobes secondaires dans le spectre de réflexion. Afin d'effacer les lobes des deux côtés, il faut envisager une apodisation avec $\Delta n_{dc} = \text{const}$ (cf. Figure 1.24.b : ligne bleue solide). Apodisation avec $\Delta n_{dc} = \Delta n_{ac}$ engendre un spectre non symétrique avec des lobes secondaires d'une amplitude plus élevée à des courtes λ qu'à des longues λ par rapport à λ_{Bragg} (cf. Figure 1.24.b : ligne rouge pointillée-pointée). Dans le cas où $\Delta n_{dc} \neq \text{const}$, l'indice moyen est plus élevé au milieu du réseau que sur les bords. Ainsi la résonance à la λ_{Bragg} a lieu à des longueurs d'onde plus longues, tandis que la réflexion sur les bords du réseau engendre une résonance à des longueurs d'onde plus courtes.

Un pas constant du réseau n'introduit pas de chirp et par conséquent de délai de temps de groupe est constant. Nous allons maintenant présenter l'étude du spectre d'un réseau ayant une variation linéaire du pas.

b) Réseaux chirpés

Nous avons modélisé un réseau avec un chirp linéaire $\Delta\lambda = 30\text{nm}$. Pour minimiser l'influence du profil spatial de la modulation d'indice sur la réponse spectrale du réseau nous avons choisi un profil apodisé par la fonction Tanh qui a montré une meilleure performance en termes de suppression des lobes secondaires [33]. Elle est définie comme :

$$A(z) = 1 - \tanh\left[2\left(\frac{z - L/2}{L/2}\right)^2\right] \quad (1.30)$$

Les paramètres du réseau sont : $\Delta n_{ac} = \Delta n_{dc} = 2 \cdot 10^{-4}$ avec une variation linéaire de pas de 30 nm sur la longueur du réseau de 150 mm. Les résultats de la modélisation spectrale sont présentés sur la Figure 1.25.

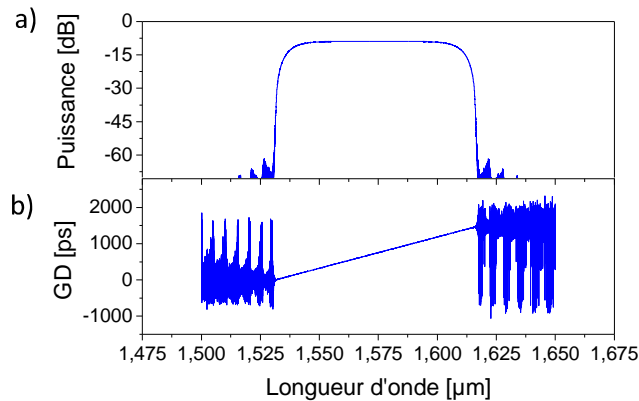


Figure 1.25 Spectre de réflexion d'un réseau apodisé à pas linéairement variable (a) et temps de groupe en fonction de la longueur d'onde (b)

Nous pouvons constater que le réseau modélisé a une réflectivité de 10% (-10dB) et le niveau des lobes secondaires de -60dB (Figure 1.25.a). La variation du pas du réseau engendre un élargissement spectrale de l'ordre de ~90nm. La pente de la variation du temps de groupe est due au chirp (Figure 1.25.b). Ce chirp permet de compenser une dispersion cumulée jusqu'à 22ps/nm.

Ainsi nous avons montré que la variation du pas du réseau permet de réaliser une fonction de compensation de la dispersion chromatique. En même temps, l'apodisation du profil spatial du réseau baisse les niveaux des lobes secondaires. Pour cette raison, l'emploi des techniques d'apodisation et de variation spatiale de la période sont indispensables pour la réalisation des réseaux CDC.

c) Saut de phase dans les réseaux

Enfin, un réseau non-apodisé à pas constant avec un saut de phase de π au milieu du réseau a aussi été modélisé (cf. Figure 1.26). Cet exemple permet d'analyser les conséquences de la variation locale de la phase sur les caractéristiques spectrales d'un FBG.

Comme nous pouvons le voir à partir de la Figure 1.26, un saut de phase de π rad local engendre une discontinuité dans la variation de phase (cf. Figure 1.26.a) et en conséquence, du temps de groupe. Le creux dans le spectre de transmission (cf. Figure 1.26.b) résulte d'une résonance de transmission à la longueur d'onde de Bragg. Sa largeur spectrale est

fonction inverse de la longueur du réseau. Par exemple, le doublement de la longueur engendre rétrécissement de la largeur de résonance de transmission d'un facteur 160 [6].

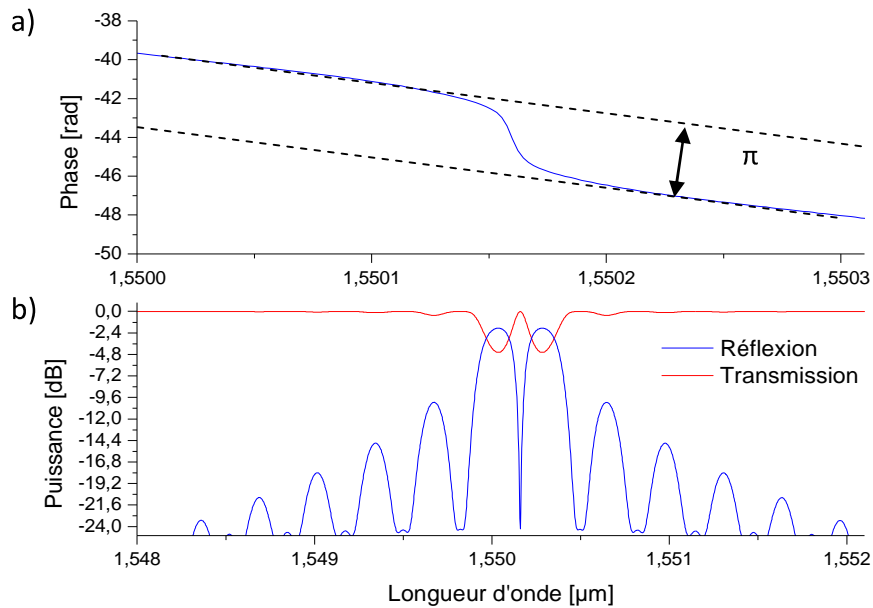


Figure 1.26 Spectre de réflexion d'un réseau uniforme avec un saut de phase et variation de la phase en fonction de longueur d'onde

Un saut de phase non intentionnel dans un FBG est généralement la conséquence d'un défaut qui change sa caractéristique spectrale et temporelle. En réalité, les sauts de phase dus aux fluctuations mécaniques du banc, sont inférieurs à π grâce au moyennage de l'indice effectif lors de l'inscription. Néanmoins, ils apparaissent d'une façon aléatoire le long du réseau et introduisent des perturbations dans le temps de groupe et dans l'amplitude de modulation d'indice. C'est ici que réside le principal verrou technologique dans la fabrication des FBGs CDC. Nous rappelons que dans certaines applications, comme par exemple l'OCDMA, les sauts de phase de π introduits volontairement permettent d'effectuer le codage temporel.

1.3.4. Techniques d'inscription : masque de phase et interférométrie

Nous avons dit précédemment qu'un réseau de Bragg est une variation périodique de l'indice de réfraction dans la fibre. Cette variation peut être photo-induite par le traitement d'une fibre photosensible avec l'irradiation UV. Pour fabriquer un réseau de Bragg, il faut donc insoler la fibre par un faisceau UV dont l'intensité varie périodiquement dans l'espace le long de la fibre. Nous allons présenter les deux techniques les plus couramment utilisées pour la fabrication des FBGs. Premièrement, la photo-inscription à travers un masque de phase. Et deuxièmement, la formation des franges d'intensité périodique UV par un système d'interférence à deux ondes.

a) La technique du masque de phase

La technique du masque de phase, dite aussi réseau de diffraction [34],[35] est une des plus utilisées pour la fabrication des réseaux de Bragg. Elle est relativement simple à mettre en œuvre et très robuste aux vibrations mécaniques.

Le principe de la méthode consiste à placer la fibre photosensible dans le champ d'interférence du faisceau incident de l'irradiation UV. L'interférence est créée par le réseau de diffraction placé entre la fibre et le faisceau perpendiculaire à la fibre (cf. Figure 1.27). Le réseau de diffraction est fabriqué de façon à ce que l'énergie du faisceau diffracté dans les ordres $\{-1 ; +1\}$ soit maximale et constitue 35% de l'énergie incidente. L'angle de diffraction est défini par la relation :

$$\sin \theta = \frac{\lambda_{UV}}{\Lambda_{pm}} \quad (1.31)$$

Où λ_{UV} est la longueur d'onde UV et Λ_{pm} la période du réseau de diffraction.

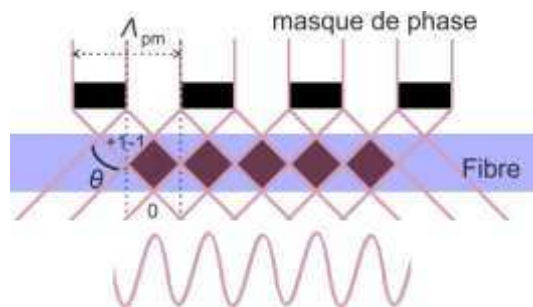


Figure 1.27 Inscription à travers un masque de phase

Les deux ordres diffractés par la masque de phase interfèrent. La période d'interférence Λ est fonction de l'angle θ :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{\sin 2\theta} = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin \theta} \quad (1.32)$$

Ainsi en combinant les formules (1.31) et (1.32), la période du réseau de Bragg photo-inscrit dans la fibre sera la moitié du pas du masque de phase :

$$\Lambda = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (1.33)$$

Un système de lentilles permet de rétrécir le faisceau en le gardant parallèle, afin d'augmenter la fluence de l'irradiation incidente (cf. Figure 1.28). Ce faisceau couvre une zone étroite (20 – 100 μ m) du masque de phase. Il est balayé le long du masque pour photo-inscrire un FBG entier.

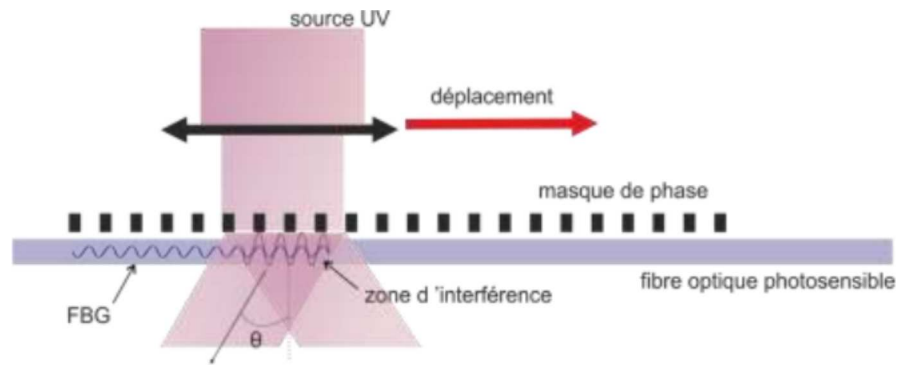


Figure 1.28 Photo-inscription d'un FBG à travers un masque de phase

Ce type de montage a un inconvénient majeur : selon l'expression (1.33), le pas du réseau ne peut pas être ajusté et il faut utiliser différents masques de phase pour chaque réseau spécifique.

b) Interféromètre Mach-Zehnder

Afin de surmonter cette limitation, une configuration alternative peut être utilisée. Un système interférométrique de type Mach-Zehnder crée des franges d'interférence UV qui sont ensuite focalisées sur la fibre photosensible (cf. Figure 1.29).

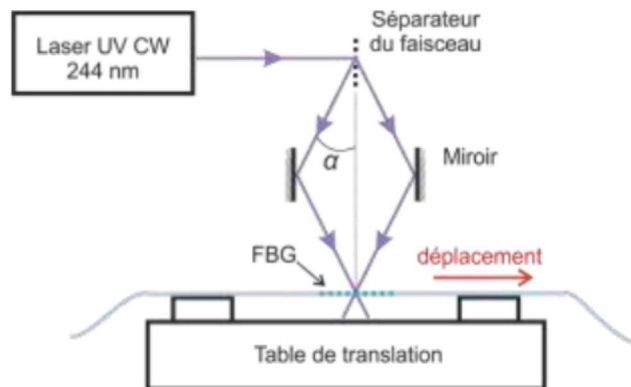


Figure 1.29 Photo-inscription d'un FBG avec un système interférométrique

La modification du pas du réseau peut être réalisée par un simple changement de l'angle α de l'interféromètre. Ce système a été utilisé pour la fabrication des filtres CDC en raison de sa souplesse, par rapport à l'ajustement du pas de réseau. Nous allons présenter ce système plus en détails dans le Chapitre 2.1.

Conclusion

Les réseaux de Bragg sont des composants photoniques passifs qui peuvent être facilement intégrés dans les systèmes de transmission optiques. Ils sont utilisés dans de nouvelles applications telles que la détection de variations de contraintes mécaniques ou de changements de température, le codage/décodage optique dans les systèmes OCDMA et pour la compensation de la dispersion chromatique. Nous pouvons résumer les spécifiques paramètres pour ces applications dans le tableau ci-dessous :

CDC	OCDMA	Capteurs
<ul style="list-style-type: none"> - Longueur à compenser : jusqu'à 6000km ; - Largeur spectrale de compensation : 32nm ; - Phase ripple max : 0.15rad 	<ul style="list-style-type: none"> - Encodage temporel : réseaux uniformes de réflectivité de 10% à 40%, longueur $\sim 500\mu\text{m}$ - Encodage fréquentiel : sauts de phase de 180°, longueur de sous-réseaux $\sim 2000\mu\text{m}$, réflectivité de 40% à 100%, largeur spectrale 0.1-0.5nm, chirp 0.3nm 	<ul style="list-style-type: none"> - Dynamique de mesure : $10000\mu\epsilon$; - Sensibilité de mesure : $\sim 100\mu\epsilon$

Cependant, de telles applications exigent des réseaux de Bragg ayant des profils spatiaux complexes et réponse temporelle non-linéaire. Souvent la technique du masque de phase ne permet pas de photo-inscrire les FBGs qui pourraient correspondre à ces nouvelles applications. Ainsi, nous présenterons plus en détail dans le prochain chapitre la technique d'inscription par l'interféromètre de Mach-Zehnder qui permet de réaliser les réseaux de Bragg chirpés et apodisés. En même temps, la mise en place des méthodes de caractérisation des FBGs de type CDC est indispensable car le diagnostic de post-fabrication révèle les défauts d'inscription des réseaux.

Chapitre II. Réalisation des réseaux FBG de type CDC et les méthodes de caractérisation

Ce travail de thèse a été possible grâce au dispositif de fabrication des FBGs mis en place à 3SPhotonics et développé en partenariat avec le laboratoire PhLAM de l'Université de Lille. En ayant l'accès au banc d'inscription, j'ai pu effectuer les réglages nécessaires pour réaliser les réseaux de Bragg des différentes longueurs et de formes diverses de profils d'indice. J'ai eu aussi l'occasion d'utiliser un dispositif OFDR¹ commercial pour caractériser les réseaux de Bragg pendant et après l'inscription. Ce chapitre est consacré à la réalisation des FBGs et à la présentation de différentes techniques permettant de caractériser certains paramètres des réseaux de Bragg.

2.1. Réalisation des FBGs de type CDC

Nous avons vu dans le chapitre précédant que l'irradiation UV des fibres germano-silicates engendre une augmentation de l'indice de réfraction locale. En outre, une variation périodique longitudinale de l'indice de réfraction dans la fibre permet de l'utiliser en tant que composant photonique filtrant. Nous avons aussi démontré que ces composants photoniques, appelés réseaux de Bragg, peuvent être réalisés en insolant la fibre transversalement avec des franges d'interférence dans l'UV, afin de créer une variation périodique de l'indice de réfraction le long de la fibre. Enfin, la photo-inscription des profils complexes et l'ajustement de la période d'un réseau permettent de réaliser la fonction de compensation de la dispersion chromatique (CDC).

En utilisant un masque de phase, il est possible d'obtenir une répartition spatiale des franges d'interférence UV pour photo-inscrire un réseau. Cette technique présente les avantages suivants : premièrement, elle est relativement simple à mettre en œuvre, deuxièmement, elle engendre peu d'erreurs d'inscription, enfin la période du réseau inscrit à travers un masque de phase ne dépend pas de la longueur d'onde d'insolation. Néanmoins, elle comporte un inconvénient majeur : l'impossibilité d'ajustement du pas du réseau. L'inscription d'un réseau ayant un pas différent nécessite donc un changement du masque

¹ OFDR : Optical Frequency Domain Reflectometry

de phase. En outre, la longueur des masques de phase dans la majorité des cas n'excède pas 5cm, ce qui limite leur utilisation pour les applications telles que la CDC.

Dans ce chapitre nous allons aborder le procédé de fabrication des FBGs de grande longueur par une photo-inscription avec une méthode interférométrique. Cette méthode utilise le balayage de franges d'interférence synchronisé avec le déplacement de la fibre. Nous l'examinerons en détail, en commençant par la présentation du banc expérimental. Ensuite nous expliciterons la théorie de la formation des franges utilisées pour inscrire le réseau et nous aborderons la problématique de la modulation en amplitude (qui permet d'obtenir l'apodisation souhaitée) et en phase (qui permet d'ajuster le pas du réseau appelée chirp) de l'indice de réfraction dans le cœur de la fibre. Une modélisation mathématique du procédé d'inscription a été développée afin de révéler ses principaux problèmes et de valider la méthode d'inscription par franges d'interférence.

2.1.1. Description du banc d'inscription

Le schéma du banc d'inscription des réseaux CDC à base de l'interféromètre de Mach-Zehnder est représenté sur la Figure 2.1. Le système optique en espace libre est monté sur une table en granit afin de diminuer les vibrations.

Un laser d'émission en régime continu (laser à argon doublé en intra-cavité) à la longueur d'onde de $\lambda_{UV}=244\text{nm}$ et à une puissance P_{UV} pouvant atteindre jusqu'à 280mW émet un faisceau ($\sim 1\text{mm}^2$).

Le masque de phase sert à diviser le faisceau incident en deux faisceaux de diffraction du premier ordre. Chaque faisceau traverse ensuite un composant électro-optique (EO) dont le fonctionnement sera expliqué plus tard dans ce chapitre.

Un système de miroirs compose l'interféromètre de Mach-Zehnder, afin de créer des franges d'interférence localisées sur la fibre. La position des miroirs est ajustable ce qui permet de changer l'angle α entre les deux faisceaux. L'angle de détournement des miroirs et leur positionnement selon l'axe X permet de régler la symétrie de la géométrie de l'interféromètre (cf. Figure 2.1 flèches rouges pointillées). Les lentilles cylindriques étendent les faisceaux dans l'axe X pour les localiser le long de la fibre. Ainsi, les deux faisceaux se superposent sur la fibre dans une zone de dimension $800\mu\text{m} \times 150\mu\text{m}$, dans laquelle les franges d'interférence sont créées. La période des franges Λ_{UV} est définie par l'angle α de l'interféromètre :

$$\Lambda_{UV} = \frac{\lambda_{UV}}{\sin(\alpha)} \quad (2.1)$$

Nous pouvons constater que dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder, la période du réseau photo-inscrit est fonction de la longueur d'onde UV et de l'angle interférométrique. Le procédé d'ajustement de l'angle α est relativement simple et rapide,

ainsi ce système peut être facilement adapté pour l'inscription des réseaux à différentes périodes, contrairement à la technique du masque de phase décrite dans le chapitre précédent.

Pour la photo-inscription, nous utilisons une fibre monomode standard (Corning SMF28) pour la fabrication des réseaux de Bragg. Elle est hydrogénée, afin de la rendre plus photosensible. La fibre est placée sur un barreau en silice de 20cm, ce qui permet de diminuer les vibrations de la fibre lors de l'inscription. A son tour, le barreau est posé sur une table de translation qui se déplace à une vitesse constante dans la direction X. La longueur d'excursion de la table de translation installée dans le laboratoire de 3SPhotonics était limitée à 16cm.

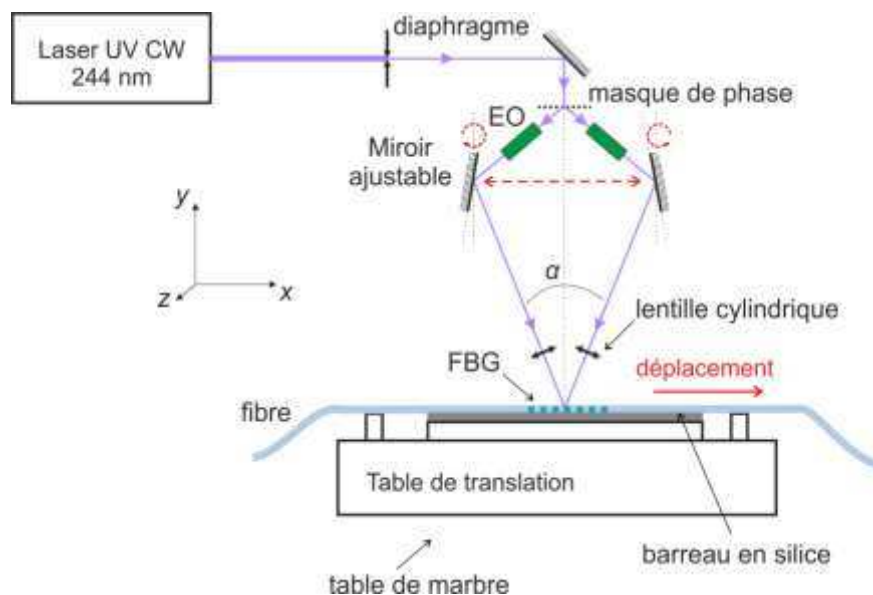


Figure 2.1 Banc inscription CDC 3SPhotonics

La configuration du système optique décrit ci-dessus permet d'inscrire un réseau élémentaire de $800\mu\text{m}$. Pour inscrire des réseaux plus longs, il est nécessaire de déplacer la fibre devant les faisceaux qui se superposent. Cependant, les franges d'interférence doivent être déplacées spatialement dans la même direction et avec la même vitesse que la fibre. Cela est possible au moyen d'éléments EO. La tension périodique appliquée aux éléments EO permet d'effectuer une modulation de phase de l'irradiation UV pour le défilement des franges.

La distance d'excursion du système de franges doit être égale à la période Λ_{UV} d'une frange. Il suffit donc d'effectuer un déplacement des franges égal à Λ_{UV} et ensuite de faire revenir les franges brusquement. Si la fibre est déplacée à une vitesse constante V_{scan} , le temps d'excursion est $T = \Lambda_{UV} / V_{scan}$. Ainsi, il faut appliquer un signal de rampe d'une période T à un des éléments électro-optiques pour effectuer le déphasage d'un des deux faisceaux.

