

Contribution à la modélisation des dispersions chromatiques dans la liaison optique

Randriana N.H.E¹, Randriamitantsoa P.A.²

Ecole Doctorale Science et Technique de l'Ingénierie et de l'Innovation (ED-STII)

Laboratoire de Télécommunication, Automatique, Signal et Images (L-TASI)

Mention télécommunication-Ecole Supérieure Polytechnique d'Antananarivo

Erica_mada@hotmail.com¹, rpauguste@gmail.com²

RESUME

La distribution du champ d'une fibre perturbée est décrite par la superposition des champs de modes de rayonnement d'une fibre non perturbée. Cette distribution varie avec la position à travers le réseau et elle est décrite par les équations des modes couplés. La fibre de Bragg est vue comme une fibre idéale, en ajoutant une certaine variation de l'indice (perturbation). Les équations des modes couplés peuvent être résolues par différentes approches pour le calcul de la réponse spectrale réfléchie. On a choisi de présenter dans ce chapitre la méthode des matrices de transfert, parce que cette dernière est facile à comprendre et à implémenter dans un algorithme de calcul.

Mots-clés : fibre, dispersion, réseau de Bragg, spectre, dispersion.

ABSTRACT

The field distribution of a disturbed fiber is described by the superposition of the radiation mode fields of an undisturbed fiber. This distribution varies with position across the network and is described by the coupled mode equations. Bragg fiber is seen as an ideal fiber, adding some variation in the index (perturbation). The equations of the coupled modes can be solved by different approaches for the calculation of the reflected spectral response. We have chosen to present in this chapter the transfer matrix method, because the latter is easy to understand and to implement in a computation algorithm.

Keywords : fiber, dispersion, Bragg grating, spectrum, dispersion.

1. Introduction

Le réseau de Bragg sur fibre optique sont des composants essentiels dans les systèmes de télécommunication actuels. Ceux-ci permettent de manipuler différentes longueurs d'onde et de les faire voyager dans la même fibre optique puis de les extraire pour retrouver le signal d'origine. Dans cet article, les caractéristiques optiques des masques de phases ont été amélioré dans l'objectif de mettre en évidence les paramètres régissant les performances optiques des masques de phase, et en conséquence, des réseaux de Bragg sur fibre optique. Cela permettra de définir les exigences du procédé de fabrication du masque de phase. Cette thèse aura donc pour objectif d'analyser chaque paramètre influençant le réseau de Bragg pour améliorer la performance des masques de phase.

2. Les masques de phase

Le but recherché ici est d'estimer les valeurs des paramètres des masques nécessaires afin d'obtenir un masque de phase de bonne qualité. [1]

Les paramètres en question dans cette thèse sont la profondeur « h », la période « Λ » et le ratio de la largeur de lignes sur la période « d » s'agissant du domaine des télécommunications, la longueur d'onde visée est 1550 nm. La relation de Bragg

permet de relier la longueur d'onde à réfléchir et la période du réseau :

$$\lambda = 2 * n_{eff} * \Lambda \quad (1)$$

Avec :

- n_{eff} : L'indice effectif
- Λ : La période

Démonstration :

♣

Soit pour les ondes dont la longueur d'onde est égale à environ quatre fois l'épaisseur optique d'une couche, les réflexions se combinent par interférences constructives, et les couches agissent comme un miroir de grande qualité. Nous pouvons donc écrire :

$$\text{Épaisseur optique} = n \cdot L \quad (2)$$

Où :

- n : est l'indice effectif des deux milieux.
- L : est épaisseur de chacune des couches.

Donc

$$\lambda_B = 4 \cdot n \cdot L \quad (3)$$

Avec :

$$\Lambda = 2 \cdot L \quad (4)$$

Nous obtenons donc la longueur d'onde de Bragg

Cette condition peut aussi être retrouvée par la démarche suivante. Soit Λ est la période du réseau, λ la longueur d'onde dans le vide,

n l'indice de réfraction et M l'ordre de la diffraction de Bragg. Dans le cas d'une fibre optique, la propagation est colinéaire et la lumière diffractée est donc réfléchi.

Nous avons alors :

$$\theta_i = \frac{\pi}{2} \quad (5)$$

Et

$$\theta_r = -\frac{\pi}{2} \quad (6)$$

En remplaçant ces valeurs dans l'équation général :

$$\sin\theta_i - \sin\theta_r = \frac{m \cdot \lambda}{n \cdot \Lambda} \quad (7)$$

Nous obtenons alors :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (8)$$

Ce qui permet aussi d'obtenir la condition de Bragg devient pour $M = 1$:

Ainsi pour la longueur d'onde visée de 1550 nm se propageant dans une fibre optique avec un indice effectif n_{eff} égal à 1.46, une période de 535 nm est nécessaire et la période visée sur le masque de phase est donc de 1070 nm. [2][3]

De ce fait, l'ensemble des réseaux de Bragg fabriqués dans la cadre de cette thèse t auront une période de 1070 nm. Il ne reste finalement que deux paramètres pour optimiser les performances du masque de

phase : la profondeur et le rapport largeurs de ligne sur période.

Dans cet objectif, nous utiliserons l'optique de Fourier afin de modéliser l'effet du réseau sur une lumière incidente ($\lambda = 248nm$) traversant le masque. Nous définissons alors la fonction de transmission en amplitude pour un réseau binaire $t(x)$:

$$t(x) = \begin{cases} e^{(i\phi)} & 0 \leq x \leq d * \Lambda \\ 1, & d * \Lambda \leq x \leq \Lambda \end{cases} \quad (9)$$

Avec :

- $\phi = \frac{2\pi\Delta_n d}{\lambda}$ et Δ_n : est la différence des indices de réfractons de l'air et du Quartz ($\Delta n \sim 0.5$)
- h et d : étant respectivement la profondeur et le ratio de la largeur de lignes sur la période.

L'application de la transformation de Fourier

$$t_n(x) = \left(\frac{1}{d}\right) \int_0^{\Lambda} t(x) * \exp\left(-\frac{i2\pi nx}{\Lambda}\right) dx \quad (10)$$

Cela nous permet d'obtenir :

$$t_0 = d(\exp(i\Phi) - 1) + 1 \quad (11)$$

$$t_n = \frac{i}{2\pi n} \{ \exp(i\phi) [\exp(-2\pi n d) - 1] + [1 - \exp(i2\pi n d)] \} \quad (12)$$

Il est alors possible de déterminer l'intensité lumineuse de chaque ordre en calculant le module au carré de t_0 et t_n :

$$I_0 = 2d^2 - 2d + 1 + 2(d - d^2)\cos(\Phi) \quad (13)$$

$$I_n = \frac{1}{\pi^2 n^2} [1 - \cos(2\pi d n)] (1 - \cos(\phi)) \quad (14)$$

Il est ainsi possible d'évaluer l'intensité lumineuse dans les différents ordres de diffraction en fonction de la profondeur et du rapport largeur de ligne sur période du réseau inscrit sur le masque.

Notre objectif dans cette thèse a été d'obtenir une puissance dans l'ordre 0 inférieur à 2% tout en maximisant la puissance dans les ordres ± 1 . Cela est observable sur la figure 1 suivante, la puissance lumineuse dans l'ordre 0 pour différents ratios de ligne/période et en fonction de la profondeur du réseau.

Ainsi, on constate sur la figure 1, que la puissance lumineuse dans l'ordre 0 est minimum pour une profondeur h égale à 248nm. Ce minimum coïncide avec la longueur d'onde du laser utilisée. Ainsi, si une longueur d'onde différente est utilisée,

la puissance minimum dans l'ordre 0 correspondra à un autre minimum.

Nous pouvons également constater sur cette figure 1, l'effet du ratio « d » largeur de ligne sur période du réseau, puisque le minimum de puissance dans l'ordre 0 correspond aussi à un ratio $d = 0.5$. Ceci correspond à une largeur de lignes du réseau égale à l'espace qui les sépare. Lorsque les conditions h et d s'écarte de ces minima, on constate que la puissance lumineuse dans l'ordre 0 augmente de façon significative.

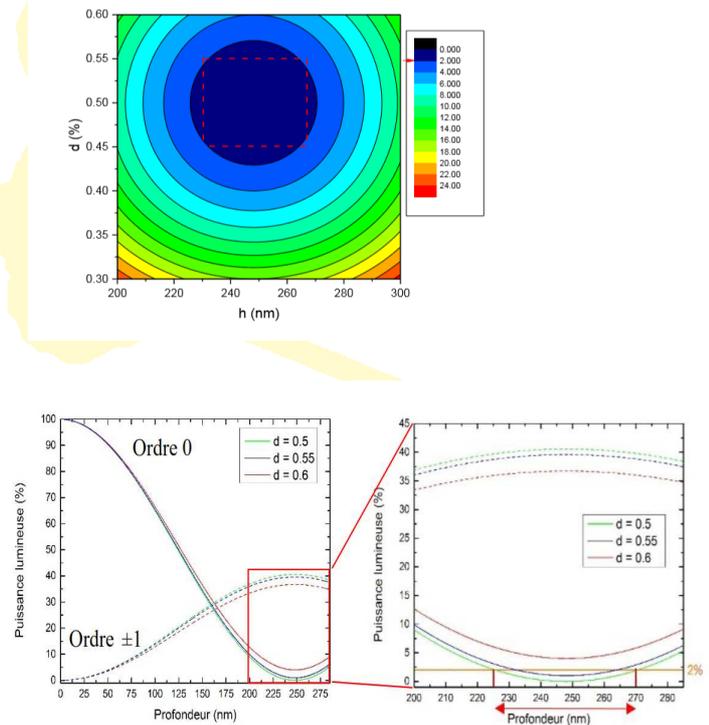


Figure 1 : Répartition de la puissance lumineuse dans les ordres 0 en fonction de la profondeur des motifs (h) et du ratio largeur de ligne/période (d)

Pour atteindre l'objectif de cette thèse de moins de 2% de puissance dans l'ordre 0, il est possible de définir une certaine latitude sur ces deux paramètres critiques lors de la fabrication des masques. Ainsi, on s'efforcera d'obtenir à la fin du procédé de fabrication, une profondeur de 248 ± 20 nm et un rapport largeur de ligne sur période de 0.5 ± 0.05 (soit une erreur de ± 50 nm sur les largeurs de lignes), combinés à des profils de gravure droits [4][5]

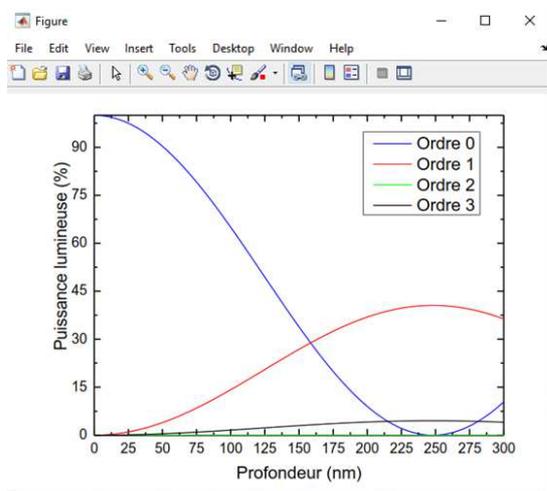


Figure 2 : Variation de la puissance lumineuse dans les différents ordres en fonction de la profondeur du réseau sur le masque

Tel qu'illustré sur la figure 2, lorsque les conditions optimales sont rencontrées, près de 80% de l'intensité lumineuse initiale est transférée dans les deux ordres ± 1 . La puissance restante est alors répartie dans les ordres supérieurs. Nous observons donc qu'il n'est pas possible de supprimer l'ordre 0 et ces ordres supérieurs simultanément.

3. Relation entre les masques de phase et les réseaux de Bragg sur Fibre optique

Après avoir estimé les performances des masques de phase, la performance des réseaux de Bragg sur fibre optique a été également simulée afin de comprendre l'ensemble des différents paramètres influençant la réponse optique des réseaux de Bragg.

4. Fonctionnement de la modélisation

Il existe plusieurs méthodes pour décrire le fonctionnement des réseaux de Bragg. Dans cette thèse nous utiliserons celle des modes couplés, car elle est intuitive et décrit fidèlement les expériences.

Un réseau de Bragg peut être réduit à une perturbation périodique $(\delta_{neff}(z))$ de l'indice de réfraction tel que :

$$n_{eff} = n_{core} * \sin(\theta) \quad (15)$$

Soit la perturbation $(\delta_{neff}(z))$ de la fibre peut être décrit comme suit :

$$\delta_{neff}(z) = \overline{\delta_{neff}(z)} \left\{ 1 + v * \cos\left(\frac{2 * \pi}{\Lambda} z + \Phi(z)\right) \right\} \quad (16)$$

Avec :

- $\delta_{neff}(z)$: la valeur moyenne de l'amplitude de la perturbation sur une période du réseau.
- v : l'amplitude de la perturbation.
- Λ : la période du réseau.
- $\Phi(z)$: la phase du réseau.

La classification des réseaux de Bragg est la suivante :

Dans le cas d'un réseau uniforme, on peut considérer un réseau de Bragg comme un simple réseau de diffraction optique (figure 3).

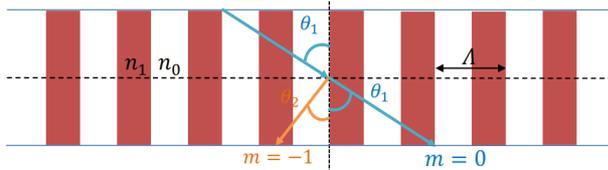


Figure 3 : Réflexion de la lumière lors de sa propagation à travers le RDB

Nous pouvons donc considérer l'effet du réseau sur une onde lumineuse se propageant avec un angle θ_1 avec l'équation suivante :

$$n \sin(\theta_2) = n \sin(\theta_1) + m * \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (17)$$

Avec :

- θ_2 : l'angle de diffraction de l'onde diffractée
- m : le coefficient spécifiant l'ordre de diffraction.

Cette équation permet de déterminer dans quelle direction θ_2 , le motif d'interférence

apparaît, mais ne prédit pas à quelle longueur d'onde le réseau permet le couplage maximal entre deux modes. Dans le cas d'un réseau de Bragg en réflexion, seul le couplage entre la lumière réfléchie et la lumière incidente, nous avons la relation suivante :

$$(\theta_2 = -\theta_1) \quad (18)$$

Nous introduisons alors la constante de propagation :

$$\beta = (2\pi\lambda) * n_{eff} \quad (19)$$

Et on peut réécrire comme suit :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (20)$$

Démonstration :

♣

Soit :

$$n \sin(\theta_2) = n \sin(\theta_1) + m * \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (21)$$

Et

$$\beta = (2\pi\lambda) * n_{eff} \quad (22)$$

En portant l'équation de β dans l'équation précédente :

Nous obtenons :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (23)$$

♦

Dans le réseau de Bragg utilisé en réflexion, la diffraction de premier ordre domine et m , nous obtenons :

$$n_{eff} = n * \sin(\theta_2) < 0 \quad (24)$$

Démonstration :

♣

Pour le cas d'une réflexion dans le cas de modes négatifs, la diffraction domine donc :

$$m = -1 \quad (25)$$

En rapportant la valeur de m dans l'équation suivante :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (26)$$

Nous déduisons la relation suivante :

$$n_{eff} = n * \sin(\theta_2) < 0 \quad (27)$$

La relation suivante est vraie car pour une diffraction, $m = 1$

Nous obtenons donc la relation suivante :

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (28)$$

Nous déduisons donc la longueur d'onde résonnante pour la réflexion d'un mode d'indice $n_{eff,1}$ avec un mode d'indice $n_{eff,2}$:

$$\lambda = (n_{eff,1} - n_{eff,2}) * \Lambda \quad (29)$$

Pour $\theta_2 = -\theta_1$, on retrouve alors la relation de Bragg :

$$\lambda = 2 * n_{eff} * \Lambda \quad (30)$$

Dans cette thèse la méthode des matrices de transfert a été choisie pour modéliser la

réponse spectrale des réseaux de Bragg. Cette permet une simulation rapide et proche de la réalité de la réponse optique en réflexion d'un réseau de Bragg.

Un autre avantage est sa flexibilité qui permet aussi de simuler des réseaux de Bragg non-uniformes. Les champs électriques des ondes lumineuses se propageant dans le sens positif et négatif dans une section de longueur « l » du RDB s'écrivent comme suit :

$$E_a(z, t) = A(z)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (31)$$

$$E_b(z, t) = B(z)e^{i(\omega t + \beta z)} \quad (32)$$

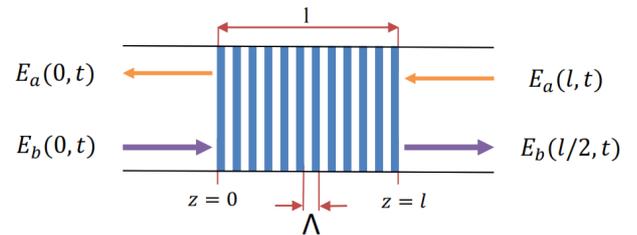


Figure 4 : Représentation des ondes réfléchies et transmises

Les amplitudes complexes $A(z)$ et $B(z)$ sont décrites par la théorie des modes couplés comme suit :

$$\begin{cases} \frac{dA(z)}{dz} = ikB(z)e^{-2i(\Delta\beta)z}, & 0 \leq z \leq l \\ \frac{dB(z)}{dz} = -ik^*A(z)e^{+2i(\Delta\beta)z}, & 0 \leq z \leq l \end{cases}$$

Avec :

- La constante de couplage $k = \frac{\pi\Delta n}{\lambda}$
- $\Delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$

Ces équations sont la base de la modélisation des réseaux de Bragg sur fibre optique. En appliquant les conditions aux limites :

$$B(0) = B_0 \quad (33)$$

$$A(l) = A_l \quad (34)$$

Dans l'équation, on obtient la solution de ce système et donc la dépendance en z de ces deux ondes :

$$a(z) = A(z)e^{-\beta z} \quad (35)$$

$$b(z) = B(z)e^{i\beta z} \quad (36)$$

L'onde réfléchie $a(0)$ et celle transmise $b(l)$ peuvent être exprimés par une matrice de diffusion :

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(l) \\ b(0) \end{bmatrix} \quad (37)$$

Avec les expressions de $a(0)$ et $b(l)$ de l'équation précédente, nous obtenons les relations suivantes :

$$S_{11} = S_{22} \quad (38)$$

$$= \frac{iSe^{-\beta_0 l}}{-\Delta\beta \sinh(Sl) + iScosh(Sl)}$$

$$S_{12} = \frac{K}{K^*} S_{21} e^{2i\beta_0 l} \quad (39)$$

$$= \frac{K \sinh(Sl)}{-\Delta\beta \sinh(Sl) + iScosh(Sl)}$$

Avec :

$$S = \sqrt{K^2 - \Delta\beta^2} \quad (40)$$

En se basant sur la matrice de diffusion et sur les équations de S_{11} et S_{12} , nous obtenons la matrice de transfert suivante :

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a(l) \\ b(0) \end{bmatrix} \quad (41)$$

Avec :

$$T_{11} = T_{22}^*$$

$$= \frac{\Delta\beta \sinh(Sl) + iScosh(Sl)}{iS} e^{-i\beta_0 l} \quad (42)$$

$$T_{12} = T_{21}^* = \frac{K \sinh(Sl)}{iS} e^{-\beta_0 l} \quad (43)$$

La détermination de la matrice de transfert nous a permis de modéliser efficacement différemment les réseaux de Bragg. Celui-ci est divisé en N sections consistant en un réseau de Bragg uniforme. Chaque section peut être de longueurs variées de 1 à plusieurs périodes. Cependant dans le cas d'une modélisation d'un réseau avec un pas évoluant par incrément, une attention particulière doit être portée sur la taille maximale du bloc utilisé.

En effet, l'utilisation d'une section trop grande induit des oscillations dans la réflexion et le temps de retard et qu'il faut donc limiter la longueur des sections afin de s'assurer que le réseau de Bragg s'approche du cas d'un réseau avec un pas linéaire.

Le cas idéal étant d'avoir une section composée uniquement d'une période. Afin d'éviter des temps de simulation trop longs, une section longue de 10 périodes ($l = 5.35 \mu m$) a prouvé être un compromis satisfaisant et a donc été utilisée dans la suite de ce mémoire.

Les réponses optiques de chaque section de taille « l » vont s'ajouter les unes aux autres pour finalement obtenir la réponse du réseau de Bragg de longueur « L ». Il est ainsi possible d'attribuer une période différente à chaque section pour simuler des RDB non-uniformes. Mathématiquement, nous obtenons :

$$[T_L] = [T_1][T_2] \dots [T_N] \quad (44)$$

Ce qui donne :

$$\begin{bmatrix} a(0) \\ b(0) \end{bmatrix} = [T_N][T_{N-1}] \dots [T_1] \begin{bmatrix} a(L) \\ b(L) \end{bmatrix} \quad (45)$$

Le calcul des longueurs d'onde a pour objectif de calculer les matrices de transfert de chaque section et les multiplier afin d'obtenir au final la réponse du réseau de Bragg.

Nous obtenons alors une matrice de transfert T de la forme :

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (46)$$

Il est ainsi possible d'obtenir la réflexion « r » et « θ » la phase de la lumière grâce au coefficient r :

$$r = \left| \frac{T_{21}}{T_{11}} \right| \quad (47)$$

$$\theta = \arg \left(\frac{T_{21}}{T_{11}} \right) \quad (48)$$

Pour un réseau uniforme dont l'indice de réfraction effectif et la période sont uniformes, nous obtenons :

$$r(L, \lambda) = \frac{K^2 \sinh^2(SL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(SL) + K^2 \cosh^2(SL)} \quad (49)$$

Ainsi pour la longueur d'onde de Bragg λ_B ,

Avec :

$$\Delta\beta = 0 \quad (50)$$

Nous obtenons alors :

$$r(L, \lambda_B) = \tanh^2(KL) \quad (51)$$

L'avantage de cette modélisation est qu'il est possible d'attribuer une période différente à chaque section. Ainsi pour modéliser des réseaux non-uniforme devient possible. Il est aussi possible de remonter au temps de retard ou « group delay » ($\tau\rho$) qui correspond au temps que prend chaque longueur d'onde à être réfléchi grâce à la formule suivante :

$$\tau\rho = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta}{d\lambda} \quad (52)$$

Avec :

- θ : la phase
- c : la vitesse de la lumière.

De même l'effet de l'apodisation, une technique consistant à appliquer une différence d'indice de réfraction variable le long du réseau peut être simulée.

5. Résultats de la modélisation

Nous avons donc étudié plusieurs paramètres influençant les performances optiques des réseaux de Bragg, soit :

- La longueur L du réseau ;
- La différence d'indice de réfraction Δn entre la partie exposée et non-exposée du RDB sur fibre optique ;
- Temps de retard et bande passante de réseaux chirpés ;
- Les fonctions d'apodisation.

5.1 Résultats de la modélisation de réseau de Bragg uniformes

D'après les équations 49, nous constatons que lorsque l'on cherche optimiser un réseau de Bragg uniforme, les deux seuls paramètres critiques sont la longueur du réseau et le changement d'indice effectif.

5.2 Influence de la longueur du réseau

Afin de vérifier la cohérence des résultats sur la modélisation des réseaux de Bragg uniforme de différentes longueurs ont été effectuées avec une différence d'indice de réfraction :

$$\Delta n = 2e^{-4} \quad (53)$$

La figure 5 représente la puissance réfléchie par le réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde de la lumière pour différentes longueurs de réseaux.

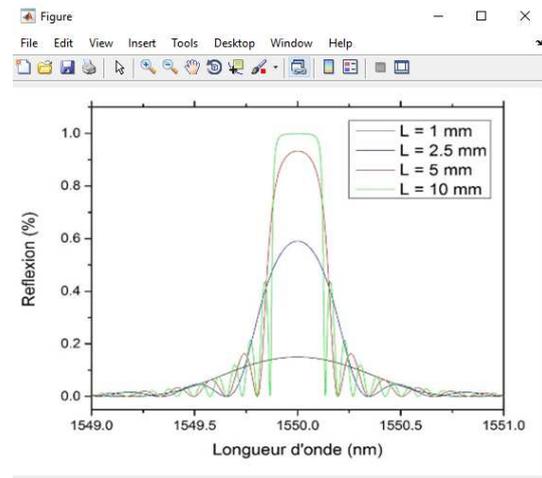


Figure 5 : Réseau de Bragg uniformes avec différentes longueurs d'ondes et une période de 535 nm et $\Delta n = 2e^{-4}$

Nous constatons ainsi une augmentation de la puissance lumineuse réfléchie lorsqu'on augmente la longueur du réseau jusqu'à obtenir une réflexion totale pour une longueur supérieure à 10mm, ce qui est conforme à l'équation 4.49.

Par définition, le temps de retard d'un réseau uniforme est constant tout le long de la bande passante, ce qui le différencie d'un réseau non-uniforme. Ceci signifie que toutes les longueurs d'onde comprises dans la bande passante sont réfléchies en même temps. Ces résultats sont en accord avec ceux présentés dans la littérature.

4.4.2.3 Influence de Δn

Afin de poursuivre la validation de notre modélisation, l'influence de Δn sur la réponse optique d'un réseau avec une longueur constante doit être également vérifiée. Δn Représente la différence des indices de réfractifs entre la partie exposée

et la partie non-exposée du réseau de Bragg sur fibre optique.

Cette valeur est corrélée avec le degré d'exposition aux UV du Bragg sur fibre optique est donc un paramètre important dans l'exposition sur la fibre optique. Des réseaux uniformes de 5 cm de long ont été modélisés avec différentes valeurs de Δ_n . Sur la figure 6 on peut observer la puissance réfléchie en fonction de la longueur d'onde par des réseaux de Bragg possédant différents indices de réfraction.

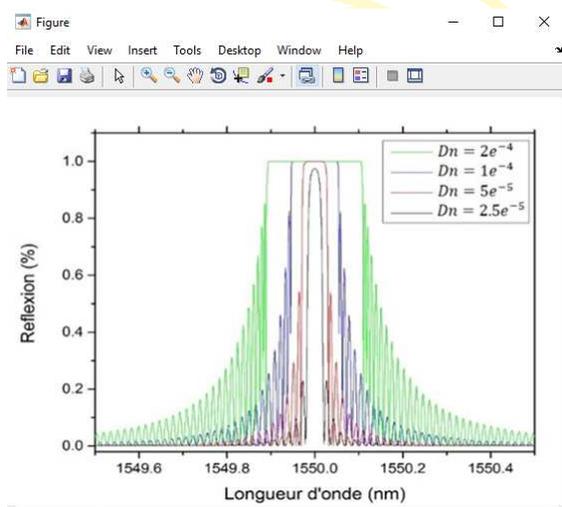


Figure 6 : Réseau de Bragg de longueur de 5cm avec une période de 535nm et différent Δ_n

Pour :

$$\Delta_n = 2e^{-4} \quad (54)$$

Nous constatons que le réseau est saturé avec une réflexion maximale. Lorsque Δ_n diminue, nous constatons une diminution de la puissance lumineuse réfléchie jusqu'à perdre la saturation pour $\Delta_n \leq 2.5e^{-5}$.

Concrètement, la variation de Δ_n est une

conséquence de l'énergie déposée dans la fibre différente.

Ce comportement en fonction de l'indice de réfraction a déjà été observé dans les expériences et permet de valider la modélisation mathématique pour la simulation de réseau non-uniforme. Ainsi pour éviter la saturation, il semble que $\Delta_n \sim 2.5e^{-5}$ soit la valeur idéale et sera donc utiliser pour toutes les modélisations des réseaux qui suivent dans ce chapitre.

4.4.2.4 Réseaux de Bragg à pas variables

Afin de modéliser des réseaux à pas variable, l'équation mathématique est adaptée pour reproduire aussi fidèlement que possible les propriétés optiques de tels réseaux. Dans le cas d'un réseau de Bragg possédant une période augmentant linéairement, il s'agit d'attribuer une période légèrement supérieure à chaque section (toujours longue de $5.35 \mu\text{m}$). Le pas d'un réseau de Bragg peut alors être défini par l'équation suivante :

$$p = \frac{\Lambda_2 - \Lambda_1}{L} \quad (55)$$

Avec

- Λ_1 et Λ_2 : les périodes aux extrémités du réseau
- L : la longueur.

Ainsi il est possible de modéliser un réseau avec des valeurs de pas diversifiés sans pour autant augmenter le temps de simulation.

Dans cette thèse, les pas mentionnés sont ceux implémentés sur le réseau sur le masque de phase. Nous obtenons ainsi un pas deux fois plus petit sur la fibre optique.

La modélisation des réseaux de Bragg avec un pas linéaire permet de mettre en évidence les effets d'une augmentation linéaire de la période le long du réseau sur la réflexion et le temps de retard. Dans les cas présentés sur la figure 7, nous avons repris les conditions de la référence qui constituent à notre connaissance les meilleures performances en termes de dispersion avec un réseau de Bragg possédant un pas de 0.055 nm/cm.

Nous observons sur les figures 7 (a) l'évolution du temps de retard en fonction de la longueur d'onde et sur les figures 7 (b) la puissance réfléchie par le réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde.

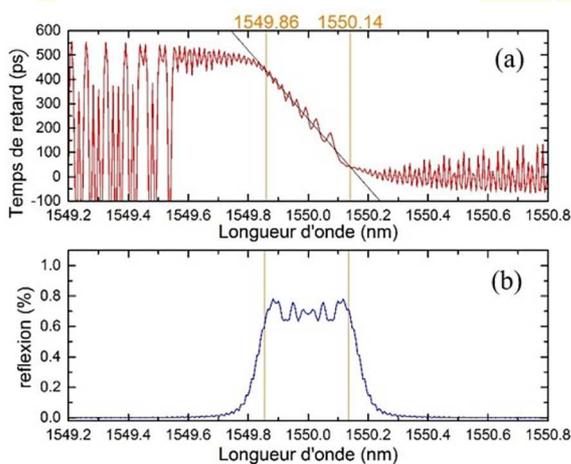


Figure 7 : Modélisation d'un réseau de Bragg de longueur 5 cm avec une

différence d'indice de réfraction $\Delta n = 5e^{-5}$ et un pas de 0.05 nm/cm

La variation linéaire du temps de retard en fonction de la longueur d'onde permet d'estimer la dispersion du réseau. Nous obtenons ainsi une dispersion de 1404 ps/nm qui rejoint celle mesurée expérimentalement de 1311 ps/nm, et validant ainsi notre modélisation.

Nous pouvons également estimer la bande passante de façon plus simple avec la relation de Bragg en calculant les longueurs d'ondes réfléchies par les périodes aux extrémités du réseau de Bragg, Λ_1 et Λ_2 :

$$\lambda_1 = 2 * n_{eff} * \Lambda_1 \quad (56)$$

$$\lambda_2 = 2 * n_{eff} * \Lambda_2 \quad (57)$$

D'où :

$$\Delta\lambda = 2 * n_{eff} * \Delta\Lambda \quad (58)$$

Avec :

- $\Delta\lambda$: La différence entre λ_2 et λ_1
- $\Delta\Lambda$: La différence entre Λ_1 et Λ_2

Démonstration :

♣

Soit :

$$\lambda_1 = 2 * n_{eff} * \Lambda_1 \quad (59)$$

$$\lambda_2 = 2 * n_{eff} * \Lambda_2 \quad (60)$$

En soustrayant simplement l'équation de λ_1 et λ_2 nous obtenons :

$$\lambda_2 - \lambda_1 = 2 * n_{eff} * (\Lambda_2 - \Lambda_1) \quad (61)$$

Nous obtenons la valeur de $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = 2 * n_{eff} * \Delta\Lambda \quad (62)$$

◆

Ainsi dans le cas d'un réseau de 5 cm de long sur masque de phase avec un pas de 0.05 nm/cm avec $n_{eff} \sim 1.46$, nous obtenons $\Delta\lambda = 0.365$ nm, ce qui rejoint la valeur obtenue par la modélisation du réseau.

6. Apodisation

Comme nous pouvons le voir sur la figure 7, les réseaux de Bragg uniformes présentent des lobes de réflexion dits « satellites » sur les côtés du pic principal. Ces lobes satellites deviennent également plus intenses au fur et à mesure que la puissance lumineuse réfléchie augmente, voire sature. Ce phénomène observé expérimentalement est critique pour des applications de télécommunication dû au risque de superposition des différents canaux de communication.

Également, pour les applications comme la dispersion chromatique et les réseaux à pas variable, on observe également des oscillations du temps de retard malgré son comportement linéaire. Il est crucial de réduire ces oscillations au risque de dégrader le signal. Pour cela une technique d'écriture des réseaux de Bragg permet de réduire les lobes satellites et les oscillations

du temps de retard : il s'agit de l'apodisation.

L'apodisation consiste en une exposition non-uniforme de la fibre optique lors de la fabrication du réseau de Bragg. L'indice de réfraction est alors modulé le long du réseau tout en conservant l'indice de réfraction effectif inchangé par rapport à une exposition uniforme. Ceci aura pour effet de réduire les interférences liées aux multiples réflexions aux extrémités du réseau de Bragg à l'origine des variations observées dans le temps de retard.

La qualité de l'apodisation dépend du profil d'exposition aux extrémités. Plusieurs fonctions usuelles sont utilisables, mais nous utiliserons la fonction tangente hyperbolique :

$$f(z) = \tan h \left(\frac{2az}{L} \right) \quad (61)$$

Où

$$0 \leq z \leq \frac{L}{2} \quad (63)$$

$$f(z) = \tan h \left(\frac{2a(L-z)}{L} \right) \quad (62)$$

Où

$$\frac{L}{2} \leq z \leq L \quad (63)$$

Avec

- z : la position sur le réseau
- L : la longueur

Une optimisation du profil est possible avec le paramètre 'a' afin de réduire au maximum les

Variations observées dans l'évolution dans le temps de retard.

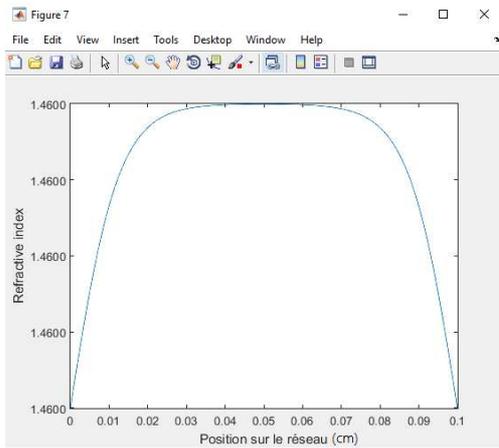


Figure 8 : Exemple d'une variation possible d'indice de réfraction le long du réseau dans le cas d'une apodisation avec la fonction tanh et $a = 4$ d'un réseau de Bragg de longueur 15 cm

Nous observons sur la figure 8, l'évolution de l'indice de réfraction moyen le long du réseau lors d'une apodisation avec une valeur optimale de $a = 4$. Il a été possible d'intégrer cette apodisation dans la simulation afin de vérifier l'efficacité de cette technique.

Nous avons choisi de modéliser ici un réseau avec un pas variable de 0.0125 nm/cm, qui correspond à la plus petite variation de période obtenu lors de ce travail de maîtrise, pour atteindre la dispersion recherchée de 5000 ps/nm.

Nous observons sur la figure 9, le temps de retard et le signal réfléchi d'un tel réseau sans puis avec l'apodisation appliquée. On constate que l'apodisation permet en effet de supprimer efficacement les oscillations dans le temps de retard et de lisser le signal réfléchi. La mise en place expérimentale de l'apodisation lors de l'exposition de réseau de Bragg sera donc effectuée afin d'obtenir des temps de retard strictement linéaire.

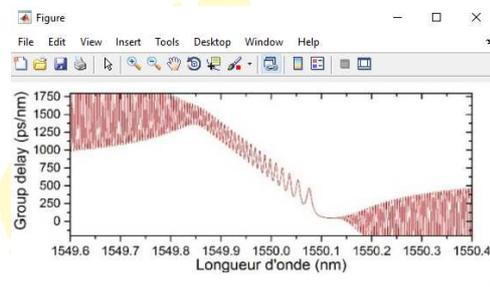


Figure 9 : Retard de group en fonction de la longueur d'onde d'un réseau de Bragg avec un pas de 0.0125 nm/cm de longueur 15 cm avec $\Delta_n = 5 \cdot 10^{-5}$ non apodisé

Sans apodisation les oscillations dans le temps de retard son mise en évidence. La figure 9 met en évidence l'influence du temps de retard en fonction de la longueur d'onde.

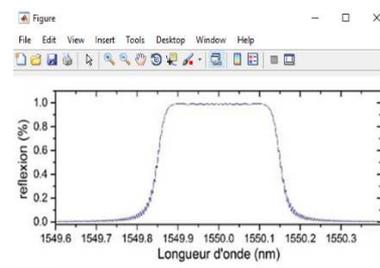


Figure 10 : réflexion en fonction de la longueur d'onde d'un réseau de Bragg

avec un pas de 0.0125 nm/cm de longueur

15 cm avec $\Delta_n = 5 e^{-5}$ non apodisé

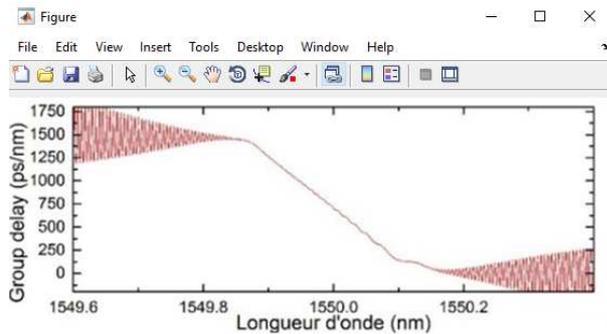


Figure 11 : Retard de group en fonction de la longueur d'onde d'un réseau de Bragg avec un pas de 0.0125 nm/cm de longueur

15 cm avec $\Delta_n = 5$ apodisé avec la fonction tangente hyperbolique et $a = 4$

L'insertion de la fonction analytique d'apodisation qui est la fonction tangente hyperbolique permet de supprimer efficacement les oscillations dans le temps de retard et sera donc principalement utilisée pour les réseaux de Bragg sur fibre optique.

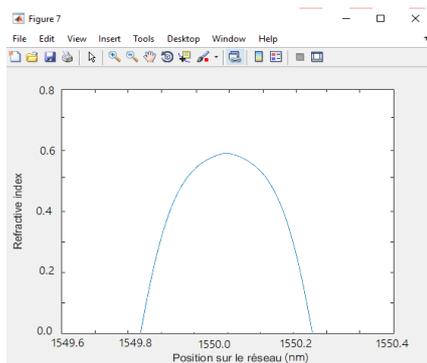


Figure 12 : Réflexion en fonction de la longueur d'onde d'un réseau de Bragg avec un pas de 0.0125 nm/cm de longueur 15 cm avec $\Delta_n = 5$ apodisé avec la fonction tangente hyperbolique et $a = 4$

Nous avons pu vérifier dans cette thèse qu'un ratio « largeur de ligne sur période » de 0.5 et une profondeur de gravure de 248 nm seront nécessaires afin de minimiser la puissance lumineuse transmise dans l'ordre 0 et maximiser les ordres ± 1 . Lors de la fabrication des masques de phase, une tolérance sur les dimensions de ± 50 nm sur le rapport largeur de ligne sur période « d » par rapport à la valeur optimale sera permise, de même qu'un écart de ± 20 nm lors la gravure du masque de phase sera tolérée.

A travers ces modélisation, nous avons pu observer les effets de chaque paramètre sur les caractéristiques optiques des réseaux de Bragg uniformes et non-uniformes. La modélisation des réseaux de Bragg sur fibre optique a mis en évidence l'influence de la longueur du réseau ainsi que de la différence d'indice de réfraction sur les propriétés optiques de réseau de Bragg uniforme et non-uniforme.

7. Références

[1] B. Le Nguyen, « *Optical Fiber Communication Systems with MATLAB and Simulink Models* », International Standard Book, Huawei Technologies, Second edition, p355-401,2017.

[2] B. Le Nguyen, « *Ultra-fast fiber laser* », International Standard Book, Huawei

Technologies, Second Edition, p300-420, 2017.

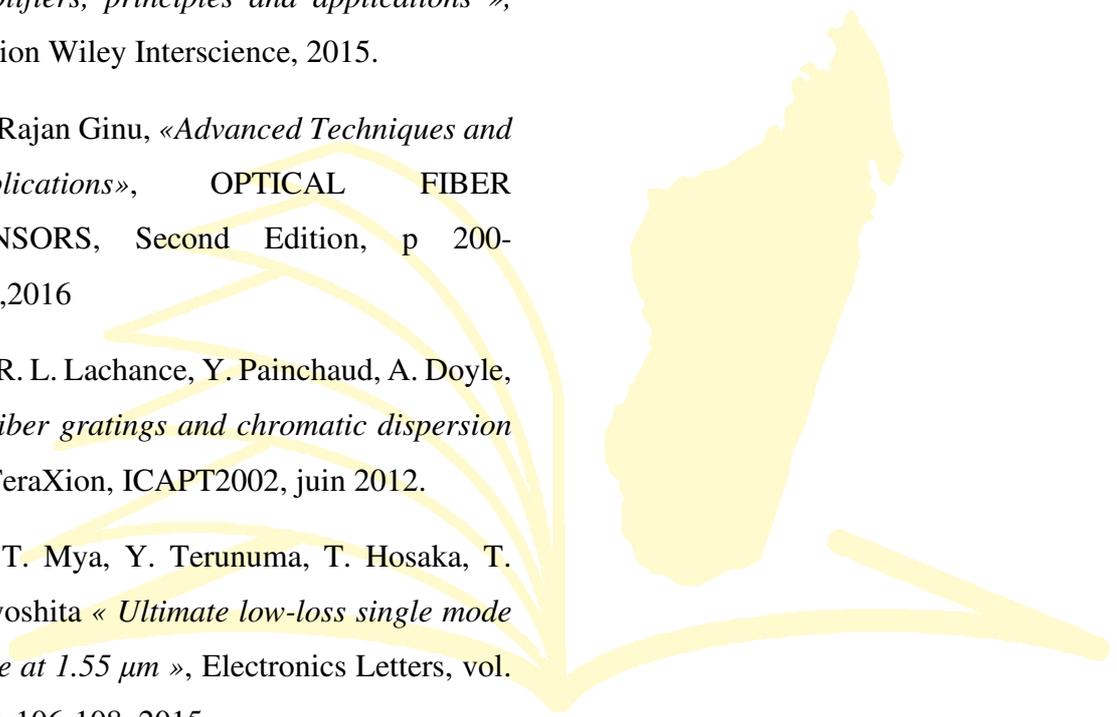
[3] B. J. Eggleton, T. Stephens, P. A. Krug, G. Z. Dhosi, Brodzeli, F. Ouellette, « *Dispersion compensation using a fibre grating in transmission* », Electronics Letters, vol. 32, n°17, p1610-1611, 2016.

[4] E. Desurvire, « *Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications* », édition Wiley Interscience, 2015.

[5] Rajan Ginu, «*Advanced Techniques and Applications*», OPTICAL FIBER SENSORS, Second Edition, p 200-251,2016

[6] R. L. Lachance, Y. Painchaud, A. Doyle, « *Fiber gratings and chromatic dispersion* », TeraXion, ICAPT2002, juin 2012.

[7] T. Mya, Y. Terunuma, T. Hosaka, T. Miyoshita « *Ultimate low-loss single mode fibre at 1.55 μm* », Electronics Letters, vol. 15, p106-108, 2015.



MADA-ETI